

N^o D'ORDRE :
2453
SÉRIE A, N^o 1587

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

M. P. BIQUARD

Chef de Travaux à l'École de Physique et de Chimie.

1^{re} THÈSE. — SUR L'ABSORPTION DES ONDES ULTRA-SONORES PAR
LES LIQUIDES.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le **14 NOV 1935** Octobre 1935 devant la Commission d'examen.

MM. A. COTTON.....	<i>Président.</i>
H. BÉNARD.....	} <i>Examineurs.</i>
F. PERRIN.....	

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120. BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1935



Digitized by the Internet Archive
in 2026

N^o D'ORDRE :
2453
SÉRIE A, N^o 1587

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

M. P. BIQUARD

Chef de Travaux à l'École de Physique et de Chimie.

1^{re} THÈSE. — SUR L'ABSORPTION DES ONDES ULTRA-SONORES PAR
LES LIQUIDES.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le **Octobre 1935** devant la Commission d'examen.

MM. A. COTTON.....	<i>Président.</i>
H. BÉNARD.....	} <i>Examineurs.</i>
F. PERRIN.....	

PARIS

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1935

A MES PARENTS ET A MA FEMME

SUR L'ABSORPTION DES ONDES ULTRA-SONORES PAR LES LIQUIDES

Par P. BIQUARD

Chef de Travaux à l'École de Physique et de Chimie.

INTRODUCTION

L'étude de la propagation du son dans les milieux solides, liquides et gazeux a fait l'objet de mémoires théoriques complets et déjà anciens.

Après que Newton eût donné l'expression de la vitesse de propagation du son et que Laplace eût formulé la correction due à l'adiabatisme des phénomènes, de nombreux expérimentateurs ont mesuré la vitesse de propagation du son dans divers milieux.

L'examen théorique de l'absorption du son dans les fluides a fait également l'objet d'études importantes, notamment de Stokes en 1845 et de Kirchhoff en 1868, mais les recherches expérimentales sur l'absorption du son dans les gaz ne commencèrent qu'avec P. Lebedew et N. Neklepajew en 1911.

Il a fallu attendre le développement de la technique des ondes ultra-sonores, créée en 1916 par P. Langevin, pour étendre considérablement ces recherches, tant sur la vitesse de propagation que sur l'absorption du son. C'est en particulier sur les gaz que les principales expériences ont été exécutées.

Je me suis proposé, dans ce travail, d'étudier l'absorption

des sons de haute fréquence par l'eau et divers liquides organiques.

Ce travail a été effectué à l'Ecole Municipale de Physique et de Chimie industrielles de la Ville de Paris, dans le laboratoire de M. le Professeur Langevin.

C'est sur ses conseils que les recherches ont été entreprises, et il n'a cessé tout au long de leur exécution de me prodiguer ses suggestions et ses encouragements. Aussi suis-je très heureux de pouvoir lui témoigner ici ma très sincère reconnaissance et l'assurer de mes sentiments de profonde et respectueuse affection.

La seconde partie de ce travail est basée sur une recherche faite en commun avec mon collègue R. Lucas. Qu'il me permette de le remercier bien vivement et de l'assurer de toute mon amitié.

Je tiens également à dire ma gratitude envers MM. M. Tournier et J. Saphores dont les conseils m'ont été si souvent précieux, ainsi qu'à M. de Puydt pour l'aide qu'il m'a apportée dans la construction et le réglage de l'émetteur de haute fréquence. Enfin, la plupart des réalisations mécaniques décrites dans ce travail ont été exécutées par M. P. Lespinasse, mécanicien du laboratoire. Qu'il trouve ici, pour sa collaboration, l'expression de mes sincères remerciements.

Une partie des appareils ont été construits grâce à des subventions de la Fondation Edmond de Rothschild, qui m'avait également accordé une bourse d'études. Je lui témoigne ici tous mes remerciements.

CHAPITRE PREMIER

Préliminaires.

Les physiciens se sont préoccupés depuis longtemps de produire des sons de fréquence élevée, soit pour examiner si à ces fréquences apparaissent des phénomènes de dispersion, soit pour rendre mesurable l'absorption du son dans l'air, absorption qui, étant très faible pour les fréquences audibles, est difficilement accessible à l'expérience.

Les premières tentatives furent faites par R. Kœnig (1) qui put produire à l'aide de diapasons des sons dont la longueur d'onde dans l'air était de 3 mm. 8.

A. Edelmann (2) descendit jusqu'à $\lambda \approx 2$ mm. à l'aide d'un sifflet, tandis que W. Rosicky 3, O. Lodge (4) puis W. Althberg (5) produisant des étincelles à l'aide d'un circuit oscillant abaissent cette longueur d'onde acoustique dans l'air jusqu'à 1 mm. Enfin, dans son travail sur l'absorption des sons de haute fréquence par l'air, N. Neklepajew (6) obtient des sons dont la longueur d'onde dans l'air est 0 mm. 83, c'est-à-dire des sons dont la fréquence est environ 400 000 par seconde. Ces sons émis sous forme d'ondes sphériques étaient réfléchis sur un miroir concave et diffractés par un réseau plan.

Un pas considérable a été franchi dans la production des sons de fréquence élevée lorsque C. Chilowsky ayant proposé en 1915 de transformer en vibrations sonores les courants de haute fréquence au moyen d'un vibreur électromagnétique, P. Langevin indiqua qu'il était de beaucoup préférable de faire appel aux propriétés piézo-électriques du quartz découvertes par P. et J. Curie (7) et Lippmann (8).

C'est ainsi que P. Langevin (9) construisit un émetteur permettant d'obtenir des « ultra-sons » dont les fréquences s'étagent de la limite des sons audibles à plusieurs millions de périodes par seconde. La découverte de ce mode de production des ondes ultra-sonores à l'aide du quartz piézo-électrique a eu des conséquences nombreuses et importantes. Ce fut tout d'abord la création d'une technique nouvelle et perfectionnée du sondage sous-marin. La directivité à l'émission et à la réception a permis la mise au point d'appareils permettant l'enregistrement automatique de la profondeur des mers et la détection des obstacles sous-marins. De même, également, l'utilisation de phares ultra-sonores, du type de celui construit à Calais, rend beaucoup plus sûre l'entrée au port d'un vaisseau par brume épaisse.

Des recherches initiales de P. Langevin découlent également l'ensemble déjà considérable de travaux effectués sur la propagation des ondes ultra-sonores soit au point de vue de la vitesse du son, soit à celui de l'absorption. L'utilisation du fait que la période propre d'oscillation d'un cristal ne dépend que de ses dimensions géométriques a permis de définir avec une grande précision et une grande fixité la fréquence d'un poste émetteur (voir sur ce point les travaux de Cady (10)). La plupart des postes de radiophonie et de radiotélégraphie utilisent ainsi des montages émetteurs stabilisés à l'aide de résonateurs piézo-électriques et j'ai moi-même employé ce procédé pour obtenir une émission d'ultra-sons de fréquence invariable.

Plus récemment, G. W. Pierce (11) a utilisé de manière analogue les phénomènes de magnétostriction pour la production des sons de fréquence élevée.

Des exposés d'ensemble sur ces questions ont été publiés par J. C. Hubbard (12), C. Florisson et F. Vecchiacchi (13), et E. Grossmann (14).

Dans un mémoire publié en 1845, G. Stokes (15) indiquait que si l'amplitude d'une onde acoustique plane a , en un point donné, une valeur u_0 , elle doit prendre à une distance x de ce point une amplitude u donnée par la formule :

$$(1) \quad u = u_0 e^{-mx},$$

avec :

$$(3) \quad m = \frac{8\pi^2\tau_i}{3\lambda^2\rho V},$$

τ_i étant le coefficient de viscosité du milieu, λ la longueur d'onde, ρ la densité et V la vitesse de propagation du son dans le milieu.

En 1868, Kirchhoff (16), traitant le cas des gaz, ajouta à la valeur de m un terme dû à l'absorption provoquée par la conductibilité calorifique du milieu. Sans insister sur les raisonnements qui ont permis d'établir ces lois, et sur lesquels je reviendrai au moment de la discussion des résultats, j'écrirai qu'il est possible de caractériser la propagation d'une onde sonore plane dans un fluide par une expression de la forme :

$$(3) \quad a = Ae^{-\alpha_a x} \cos(\omega t - \beta x),$$

dans laquelle a est l'expression du déplacement instantané des molécules du fluide à la distance x de la source, ω est la pulsation, α_a le coefficient d'absorption et β le terme de propagation égal très sensiblement au quotient ω/V_0 de la pulsation par la vitesse de propagation.

C'est pour déterminer α_a dans le cas des vibrations élastiques de l'air que P. Lebedew (17) et N. Neklepajew (6) entreprirent des expériences qui leur donnèrent une valeur du coefficient d'absorption deux fois plus élevée que celle prévue par les théories de Stokes, Kirchhoff et Jeans (18).

La découverte du mode de production des ondes ultra-

sonores provoqua tout d'abord des études sur la vitesse de propagation du son dans les liquides et dans les gaz, puis des recherches sur l'absorption du son dans les gaz. En particulier W. H. Pielemeier (19) reprit les mesures de Neklepajew et montra que les résultats obtenus par ce dernier avaient été faussés par la présence dans l'air de petites quantités de gaz carbonique, lequel, à ces fréquences, est très absorbant.

Si l'étude de la propagation du son dans les gaz s'est ainsi enrichie récemment de résultats nombreux, il n'en est pas de même pour les liquides qui n'ont guère été étudiés jusqu'ici que du point de vue de la mesure de la vitesse de propagation du son.

Or, le calcul du coefficient d'absorption du son dans les liquides (20) montre que la mesure en est accessible dans des récipients de dimensions courantes à condition de s'adresser à des sons dont la fréquence soit de l'ordre du million de périodes par seconde. En outre, la mesure de α_u n'est possible de manière simple que si l'on se trouve en présence d'ondes planes, ce qui exige l'emploi d'une source sonore dont les dimensions soient grandes par rapport à la longueur d'onde des sons à produire. Toutes ces conditions sont remplies par les ondes ultra-sonores.

J'ai utilisé successivement deux méthodes pour mesurer en divers points d'un liquide l'intensité d'un rayonnement ultra-sonore :

1^o Méthode utilisant la pression de radiation exercée par un rayonnement ultra-sonore sur un obstacle.

2^o Méthode utilisant les phénomènes de diffraction de la lumière par les ultra-sons.

CHAPITRE II

Méthode utilisant la mesure de la pression de radiation.

1. Principe de la méthode. — A la suite de la démonstration par Maxwell et Bartoli de l'existence d'une pression exercée par un rayonnement électromagnétique, sur un obstacle, la question se posa de savoir si, de manière analogue, un rayonnement sonore n'exerçait pas une pression de radiation.

Après les études de Dvorak (21) et de Mayer (22) sur la pression supplémentaire que subit un résonateur, Lord Rayleigh (23) montra que lorsqu'un obstacle est placé dans un champ de vibrations sonores il subit une pression supplémentaire dont la valeur est égale à la densité d'énergie du rayonnement. Cette démonstration a été reprise de manière nouvelle par P. Langevin (24) et c'est par l'intermédiaire de la pression de radiation que cet auteur put manifester pour la première fois l'existence des ultra-sons produits en mettant en vibration des lames de quartz piézo-électrique.

Considérons un fluide parcouru par des ondes ultrasonores planes définies par :

$$(4) \quad a = A \sin \left[\omega \left(t - \frac{x}{V} \right) + \varphi \right].$$

Si nous désignons par u la vitesse instantanée des particules du fluide, par ρ_0 la densité et par ϖ l'excès instantané de la

pression sur la pression normale, l'énergie moyenne du rayonnement a pour valeur :

$$\overline{W} = \overline{\frac{1}{2} \rho_0 u^2} + \overline{\frac{1}{2} \alpha \varpi^2},$$

ou, en tenant compte du fait que les énergies cinétiques et potentielles moyennes sont égales entre elles :

$$\overline{W} = \overline{\rho_0 u^2} = \frac{1}{2} \rho_0 \omega^2 A^2.$$

Si ce rayonnement se réfléchit parfaitement sur un obstacle, la densité du rayonnement comprendra celle du rayonnement incident et celle du rayonnement réfléchi et la pression de radiation exercée sur cet obstacle aura pour expression :

$$(5) \quad p = \rho_0 \omega^2 A^2.$$

En toute rigueur il faudrait tenir compte des ondes sonores absorbées par l'écran et de celles qui sont transmises par celui-ci. Lord Rayleigh (26) a indiqué les lois de la réflexion et de la réfraction du son, à partir desquelles on peut déterminer les conditions pour lesquelles la réflexion est complète. Une étude expérimentale de la réflexion des ultra-sons sur des disques de plomb d'épaisseurs croissantes et des valeurs de la pression de radiation observée dans ces conditions a été effectuée par Boyle et Lehmann (27) et a entièrement confirmé les prévisions de Rayleigh. Il en a été de même pour une étude de Boyle et Rawlinson (28) exécutée dans le cas des incidences obliques.

Appliquant également la mesure de la pression de radiation pour déterminer l'intensité d'un rayonnement ultra-sonore, j'ai étudié (29) la transparence aux ultra-sons de lames d'aluminium de diverses épaisseurs. Les résultats sont également en accord avec les calculs de Rayleigh et permettent une évaluation de la vitesse de propagation du son dans la substance étudiée.

En tenant compte, dans l'équation (5), de l'existence du coefficient d'absorption α_a défini par (3), nous obtiendrons la distribution suivante de la pression de radiation dans le liquide :

$$p = p_0 e^{-2\alpha_a x}.$$

Pour mesurer α_a il suffira donc d'émettre dans le liquide des ondes ultra-sonores d'amplitude initiale constante, de mesurer p à diverses distances x de la source, de construire la droite :

$$\log_{10} p = \text{cte} - 2\alpha_a x \log_{10} e$$

et de déduire α_a de la mesure de la pente de cette droite (30).

2. Description du dispositif expérimental. — a) *Quartz émetteur*. — Les ultra-sons sont produits par la méthode de

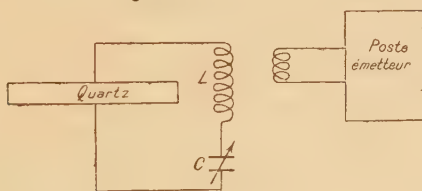


Fig. 1.

Langevin en provoquant la vibration d'un cristal de quartz taillé perpendiculairement à un axe binaire.

Chacune des faces du quartz Q (fig. 1) est recouverte, par pulvérisation cathodique, d'une mince couche d'or. Le condensateur ainsi constitué fait partie d'un circuit oscillant comprenant une self-induction L et une capacité variable C . Ce circuit oscillant est couplé inductivement à un poste émetteur de haute fréquence.

L'épaisseur du cristal étant e et la vitesse de propagation

du son dans le quartz étant V , le mode fondamental de vibration de ce cristal correspond à une fréquence N telle que l'épaisseur e soit égale à une demi-longueur d'onde des ultra-sons dans le quartz, soit :

$$N = \frac{V}{2e}.$$

Pour pouvoir mesurer l'absorption des ultra-sons dans des récipients de dimensions courantes, et pour obtenir un faisceau ultra-sonore cylindrique en utilisant un émetteur de quelques centimètres de diamètre (6 à 8 dans ces expériences) il faut s'adresser à des fréquences de quelques millions par seconde. Pour $N = 5$ millions, par exemple, cela conduirait à un cristal de 0 mm. 5 d'épaisseur. Une telle lame de quartz est assez fragile et ne supporte pas l'application de différences de potentiel élevées. Il a paru préférable d'employer des lames plus épaisses (1 mm. 8 environ) que l'on fait vibrer sur un mode de vibration élevé d'ordre impair (3, 5, 7, ...).

b) *Poste émetteur de haute fréquence.* — Etant donnée

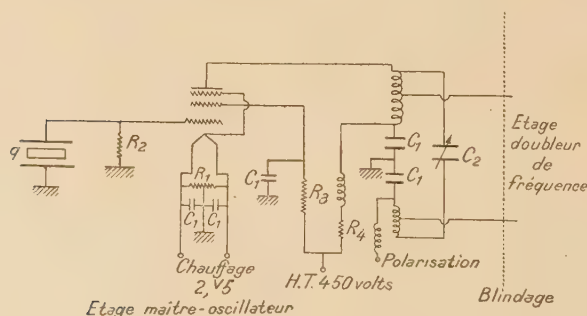


Fig. 2.

l'acuité de la résonance du quartz émetteur d'ultra-sons il est indispensable d'exciter celui-ci à une fréquence aussi constante que possible. Dans ce but, la fréquence du poste

émetteur est définie, comme dans la plupart des postes de radiophonie, par les oscillations d'un cristal de quartz q , dit « maître-oscillateur », placé dans le circuit de grille d'un tube électronique. Le schéma de montage est représenté sur la figure 2. Le tube employé est une lampe pentode UX 247. Le quartz q , shunté par une résistance $R_2 = 600\,000$ ohms, est placé entre le filament et la grille de commande. La grille-écran est au potentiel du filament tandis que la grille d'accélération est reliée, par l'intermédiaire d'une résistance $R_3 = 5 \cdot 10^5$ à la source de haute tension. Les condensateurs de mise à la terre ont pour valeur $C_1 = 10\,000 \mu\mu\text{F}$.

En outre, pour maintenir constante la période de vibration propre du quartz q , il faut maintenir constante sa température. Celui-ci est donc placé dans une enceinte thermostatique dont la température est maintenue à $50^\circ \pm 0^\circ 1$.

Pour obtenir des fréquences supérieures à 5 millions par seconde, il est bon de s'adresser à des maître-oscillateurs donnant une fréquence moitié, de façon à ne pas utiliser des lames de quartz par trop fragiles. Il suffit ensuite pour obtenir la fréquence désirée de coupler le circuit-plaque de la lampe du maître-oscillateur avec un étage qui double la fréquence par détection. Il peut même arriver, et le cas s'est présenté dans ces mesures, qu'on ait intérêt à prendre un maître-oscillateur dont la fréquence soit le quart de la fréquence des ultra-sons à produire. Dans ce cas on opère deux doublages successifs par détection. Une fois obtenue la fréquence voulue, on amplifie les oscillations par les procédés classiques. Dans le poste émetteur utilisé, le dernier étage d'amplification était constitué par quatre lampes de 50 watts groupées deux par deux en « push-pull ».

c) *Mesure de l'intensité du courant excitateur du quartz et de la puissance acoustique émise.* — Le circuit d'alimentation du quartz est composé (fig. 3) d'une self-induction L' , d'une petite self l et du condensateur variable C . La bobine L' est couplée avec la bobine L faisant partie du der-

nier étage du poste émetteur. Pour pouvoir opérer avec des puissances ultra-sonores variables sans modifier le réglage de ce poste émetteur il est indispensable d'avoir un couplage lâche entre L et L' . C'est ce fait qui justifie l'emploi d'un émetteur électrique assez puissant pour alimenter un émetteur ultra-sonore qui dissipera des puissances acoustiques de l'ordre du watt. La self l est couplée avec une self l' insérée dans un circuit comprenant une capacité d'accord C' et un couple thermoélectrique dans le vide T . Cet ensemble, placé à l'intérieur d'une enceinte métallique formant écran,

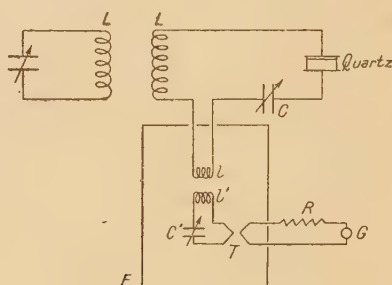


Fig. 3.

permet de mesurer l'intensité du courant de haute fréquence traversant le quartz. Le thermo-couple utilisé (construit par Cambridge Instr. Co) comporte un circuit de chauffage et un circuit galvanométrique isolés au point de vue électrique. Ce dernier circuit est relié au galvanomètre G par l'intermédiaire d'une résistance R . Le courant qui passe dans le circuit de chauffage du couple est proportionnel à $M\omega i$, si M est le coefficient d'induction mutuelle entre l et l' , si ω est la pulsation et i l'intensité efficace du courant traversant le quartz. La force électromotrice fournie par le couple est proportionnelle à $M^2\omega^2 i^2$ et, par conséquent, les elongations δ_G du galvanomètre sont proportionnelles à i^2 , c'est-à-dire à la puissance électrique appliquée au quartz émetteur.

Or la puissance acoustique émise π a pour expression :

$$\pi = \frac{1}{2} \frac{P^2}{\rho_0 V_0}$$

ρ_0 étant la densité, V_0 la vitesse de propagation et P l'amplitude des variations de pression. Cette amplitude P est elle-même proportionnelle à l'amplitude A des déplacements effectués par la face émettrice du quartz. P. Langevin (31) a donné l'expression de A en fonction de la déformation statique subie par le quartz pour la même différence de potentiel ; cette expression est la suivante pour le cas d'une lame immergée d'un seul côté dans le liquide, l'autre face étant en contact avec l'air :

$$(6) \quad A = \frac{2m}{(2n+1)\pi} y_1,$$

y_1 étant la déformation statique, n un nombre entier définissant le mode de vibration du quartz et m le rapport $\frac{\rho_1 V_1}{\rho_0 V_0}$ des produits de la densité par la vitesse du son pour le quartz et pour le liquide.

Il résulte de ceci que la puissance acoustique émise par le quartz est proportionnelle au carré de la différence de potentiel appliquée à celui-ci et par conséquent à i^2 . Par conséquent les élongations δ_e sont proportionnelles à la puissance ultra-sonore émise par le quartz.

d) *Montage du quartz émetteur dans la cuve.* — Le liquide à étudier, l'eau dans cette série d'expériences, est contenu dans une cuve parallélépipédique en tôle galvanisée dont les dimensions sont (en cm.) $220 \times 45 \times 35$. Dans une des petites faces de la cuve on a percé une ouverture circulaire permettant de placer la boîte renfermant le quartz émetteur. Cette boîte, en laiton, est fixée sur la cuve au moyen de six boulons B (fig. 4). Le quartz Q est fixé contre une couronne circulaire *pp* de 2 mm. de largeur, à l'aide d'une colle insoluble dans l'eau et placée dans la cavité c.

Cette couronne pp assure le contact électrique entre la masse de la cuve et la face antérieure du cristal. Sur la face postérieure, une électrode en clinquant est fixée à l'aide d'une

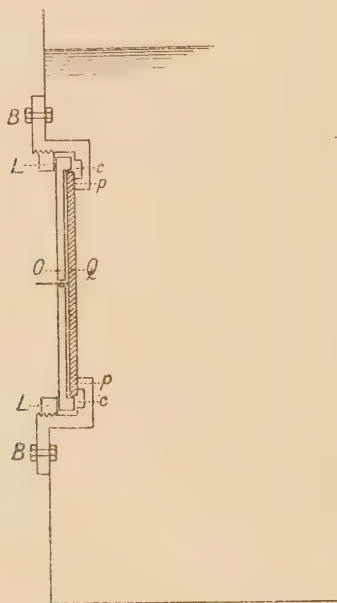


Fig. 4.

plaque isolante O en orca. Enfin l'ensemble est maintenu par la couronne vissée L .

e) *Pendule de torsion*. — Pour mesurer la pression de radiation j'ai utilisé un pendule de torsion représenté sur la figure 5. Une palette circulaire de 3 cm. de diamètre est constituée par deux feuilles minces de clinquant soudées ensemble sur leur circonférence de manière à constituer une boîte mince renfermant de l'air. Cette palette est fixée à l'extrémité d'un bras horizontal soudé lui-même à une tige verticale suspendue par un fil de torsion en bronze phosphoreux. Une surcharge s permet d'équilibrer le pendule et un

disque horizontal d permet de donner à l'ensemble l'amortissement critique. Enfin le miroir concave m permet l'observation des mouvements du pendule.

La figure 6 montre la disposition générale de l'ensemble.

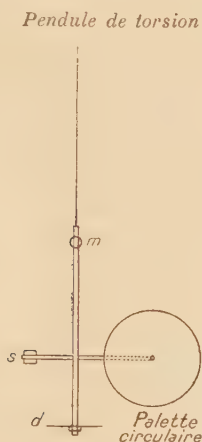


Fig. 5.

Le quartz Q est fixé sur la cuve C comme il a été indiqué précédemment. Autour de la cuve est disposé un châssis

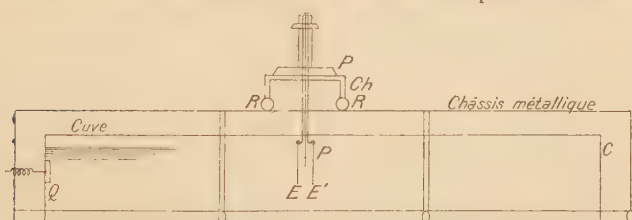


Fig. 6.

rectangulaire en tubes métalliques, de façon à pouvoir déplacer le chariot Ch qui porte le pendule de torsion P . Ce chariot doit permettre de placer le pendule de torsion dans toutes les positions possibles à l'intérieur de la cuve. Il a

été réalisé de la manière suivante : un plateau métallique P (fig. 7) repose sur deux axes XX' solidaires de quatre roues R ; celles-ci sont mobiles sur les tubes horizontaux supérieurs du châssis. Un index I, mobile devant une règle graduée, permet de mesurer la distance entre la palette du pendule de torsion et le quartz émetteur d'ultra-

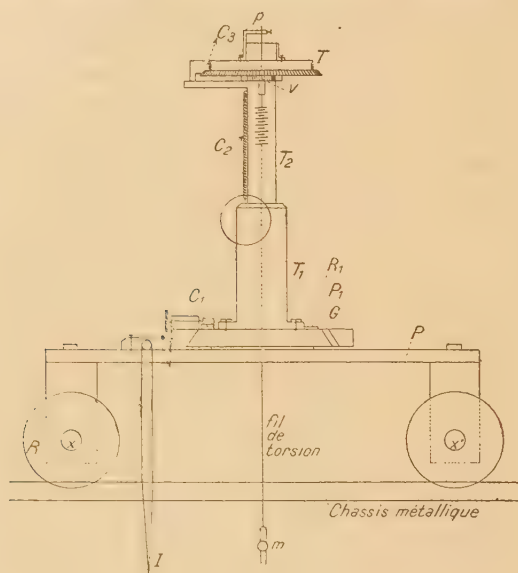


Fig. 7.

sons. Sur ce plateau P est rapporté un second plateau P_1 qui peut glisser par rapport à P le long de la glissière G ; ce glissement est effectué à l'aide de la crémaillère C_1 et réalise le déplacement du pendule horizontalement et parallèlement à la face émettrice du quartz. Le plateau P_1 porte une règle graduée R_1 mobile devant un index. Sur P_1 est également fixé un tube cylindrique T_1 par rapport auquel peut se déplacer verticalement le tube T_2 solidaire de la crémaillère C_2 . Enfin, le fil de torsion est fixé dans une potence p solidaire du tambour gradué T qui peut tourner par rapport au tube T_2

grâce à la crémaillère C_3 . Un vernier v permet d'apprécier à 1 minute près les angles de torsion du fil.

3. Mesure de la pression de radiation. Méthode de zéro. — Dans une première série d'expériences j'ai utilisé une méthode de zéro pour mesurer à diverses distances du quartz émetteur la pression de radiation exercée par les ultra-sons. Sous l'action de cette pression le pendule dévie; on le ramène à sa position initiale en tordant le fil d'un angle α . Si p est la pression à mesurer, s la surface de la palette, C le couple de torsion et d la distance entre le centre de la palette et l'axe du pendule on a :

$$(7) \quad p = \frac{C\alpha}{sd}.$$

Cette expression n'est valable que si l'espace compris entre le quartz émetteur et le pendule n'est pas le siège d'un système d'ondes stationnaires. Dans ce cas, en effet, la pression de radiation varie de manière rapide lorsque la distance entre le pendule et l'émetteur change. On peut facilement montrer que cette pression de radiation a pour expression :

$$p = \frac{\rho_0 A_0^2 \omega^2 (\cos^2 \varepsilon_2 + m_2^2 \sin^2 \varepsilon_2)}{Z},$$

avec :

$$\begin{aligned} Z = & \frac{1}{2} m_2^2 \sin^2 \varepsilon_2 (\cos 2\varepsilon_0 + \operatorname{ch} 2\alpha_a D) \\ & + \cos^2 \varepsilon_2 (\operatorname{ch} 2\alpha_a D - \cos 2\varepsilon_0) \\ & - \frac{1}{2} m_2 \sin 2\varepsilon_2 \left(\frac{\alpha_a V_0}{\omega} \operatorname{sh} 2\alpha_a D - \sin 2\varepsilon_0 \right). \end{aligned}$$

A_0 désignant l'amplitude initiale des ultra-sons de pulsation ω .

ρ_0 étant la densité du liquide.

V_0 la vitesse du son dans le liquide.

D la distance entre le quartz émetteur et la palette du pendule.

$$\varepsilon_0 = \frac{\omega D}{V_0} .$$

$$\varepsilon_2 = \frac{\omega l_2}{V_2} , \quad l_2 \text{ épaisseur de la palette ; } V_2 \text{ vitesse du son dans}$$

la palette de densité ρ_2 ,

$$\text{et } m_2 = \frac{\rho_2 V_2}{\rho_0 V_0} .$$

Pour la palette utilisée dans ces mesures (clinquant de cuivre de 0 cm. 01 d'épaisseur) on obtient :

$$\rho = \frac{2\rho_0 \Lambda_0^2 \omega^2}{\cos 4\pi \frac{D}{\Lambda_0} + 0,0248 \sin 4\pi \frac{D}{\Lambda_0} + \operatorname{ch} 2\alpha_a D} .$$

Λ_0 = longueur d'onde des ultra-sons dans le liquide.

Pour les mesures dont il est question ici, il suffit d'éviter la formation de ces ondes stationnaires en disposant le plan de la palette dans une direction légèrement oblique par rapport au plan des ondes ultra-sonores.

Ordre de grandeur des pressions observées. — Dans une des expériences exécutées par cette méthode, les différentes grandeurs figurant dans la formule 7 avaient pour valeurs :

$$s = 7 \text{ cm}^2 \text{ 06}, \quad d = 5 \text{ cm. 3} \quad \alpha = \text{environ 1 radian.}$$

Quant au couple C il est donné par la relation :

$$C = \mu \frac{\pi r^4}{2l} ,$$

avec :

$$\mu = 4\,360 \cdot 10^8 \text{ pour le bronze phosphoreux,}$$

$$l = \text{longueur du fil de torsion} = 51 \text{ cm,}$$

$$r = \text{rayon du fil} = 7,25 \cdot 10^{-3} \text{ cm.}$$

Avec ces valeurs numériques on obtient :

$$p = 1,6 \text{ barye.}$$

Influence du mouvement d'ensemble du liquide. — Si on utilise le dispositif de mesure tel qu'il a été décrit jusqu'ici on s'aperçoit, surtout pour des positions du pendule assez éloignées du quartz, que la palette prend, sous l'action des ultra-sons, une position d'équilibre, puis, au bout de quelques secondes, se met à nouveau en mouvement et prend une seconde position d'équilibre qui correspondrait à l'existence d'une pression de radiation accrue. Ce phénomène s'explique bien si on considère que pour des fréquences aussi élevées l'absorption est telle que la pression de radiation diminue rapidement avec la distance. Le liquide, dans lequel existe ainsi un gradient de pression de radiation se met en mouvement, et l'action de ce courant liquide vient se superposer sur la palette à celle de la pression de radiation. Ce courant liquide est différent, et beaucoup plus intense, que celui signalé par Lord Rayleigh (32) comme devant prendre naissance dans un fluide parcouru par des ondes élastiques. Dans l'évaluation de Lord Rayleigh, la quantité de liquide qui traverse l'unité de surface a, en effet, pour expression :

$$V_0 \int s^2 dt,$$

en désignant par V_0 la vitesse du son, et par s la condensation. La valeur moyenne de cette expression n'est pas nulle et correspond à un déplacement d'ensemble du liquide vers les régions éloignées de la source.

Pour se mettre à l'abri des perturbations provoquées par ces mouvements d'ensemble du liquide il suffit de placer devant et derrière la palette un écran très mince en collodion de manière à isoler une tranche de liquide qui sera soumise au rayonnement ultra-sonore, mais qui ne pourra pas participer aux mouvements d'ensemble du liquide. C'est ce qui a été réalisé à l'aide des écrans E et E' (fig. 6).

Exécution d'une mesure. — Dans la mesure qui va être

décrite, en détail ci-dessous, la fréquence des ultra-sons était :

$$N = 7,55 \cdot 10^6 \text{ par seconde.}$$

Le quartz émetteur avait une épaisseur de 0 cm. 178 et la face en contact avec l'eau un diamètre utile de 6 cm. En prenant pour valeur de la vitesse de propagation du son dans l'eau $V_0 = 1,5 \cdot 10^5$, on obtient pour la longueur d'onde des ultra-sons dans l'eau : $\lambda = 0,0198$ cm. L'angle d'ouverture du faisceau ultra-sonore est donné par la relation :

$$\sin \chi = 1,22 \frac{\lambda}{D},$$

D étant le diamètre de la source. On obtient ainsi :

$$\chi = 14 \text{ minutes.}$$

La première série d'opérations à exécuter consiste à déterminer, à diverses distances du quartz émetteur, les positions pour lesquelles la palette du pendule est centrée sur le faisceau ultra-sonore. Nous désignerons, par la suite, par x la distance entre le quartz et la palette, par y les déplacements lus sur l'échelle R_1 (fig. 7) et qui servent à repérer les déplacements horizontaux du pendule pour une valeur déterminée de x ; et enfin par z les déplacements verticaux lus sur la graduation de la colonne T_2 (fig. 7).

Ayant fixé le chariot dans une position x , et excité le quartz émetteur, on prend une valeur de z voisine de celle correspondant à la position centrée sur le faisceau et on relève la courbe des variations de la pression de radiation en fonction des valeurs de y . En réalité, comme l'émission ultra-sonore n'est pas rigoureusement constante il est préférable de noter les valeurs de δ_G qui sont proportionnelles à la puissance émise, et de tracer la courbe des valeurs de $\frac{\alpha}{\delta_G}$ en

fonction de y . Après avoir examiné ainsi la répartition en largeur de la pression de radiation et déterminé la valeur de y correspondant à la position centrée on opère de manière absolument identique pour la répartition en hauteur. Les résultats obtenus au cours d'essais de ce genre, pour deux valeurs différentes de la distance x sont reproduits sur la

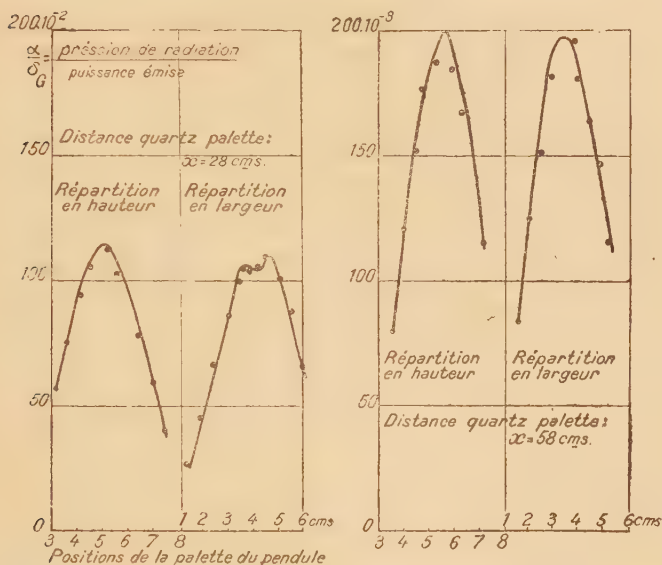


Fig. 8.

figure 8. On peut constater, surtout pour la plus petite valeur de x , que les formes de ces courbes ne sont pas simples. Des dissymétries de ce genre furent fréquemment observées. Il est bon de remarquer à ce propos qu'en dépit de la présence des écrans la palette n'est pas entièrement à l'abri des mouvements du liquide. Dans la méthode d'impulsions, qui sera décrite plus loin, cet inconvénient sera éliminé. Un ensemble de courbes de répartition du faisceau ultra-sonore pour diverses valeurs de x sera donné à ce moment.

Ayant ainsi défini les positions successives que doit occuper le pendule il suffit, pour chacune de ces positions, de mesurer les valeurs de la pression de radiation (pratiquement les valeurs de α) en fonction des élongations δ_G du galvanomètre. Le tableau I est relatif à une série de mesures effectuées pour l'eau à 18°6 et à la fréquence $N = 7,55 \cdot 10^6$.

TABLEAU I

$x = 8$		$x = 28$		$x = 48$		$x = 58$		$x = 68$	
δ_G	α	δ_G	α	δ_G	α	δ_G	α	δ_G	α
13	14,3	26,7	15,18	29	9,1	53	11,8	59,8	10,57
22	24	34	19,4	42,7	13,65	77	17,1	84,3	14,17
37	41,9	47	27,15	74	23,27	111,8	24,33	92	15,75
68	77,2	77	44,13	102	30,9	128	26,77	104	16,47
98	110,4	99,5	56,3	118,5	35,45	152	31,53	143	22,53
129	142,7	138,5	76,3	139,5	40,7	172,5	35,33	153	23,7
157	172,5	160	87,7	163,5	46,97			169	25,17

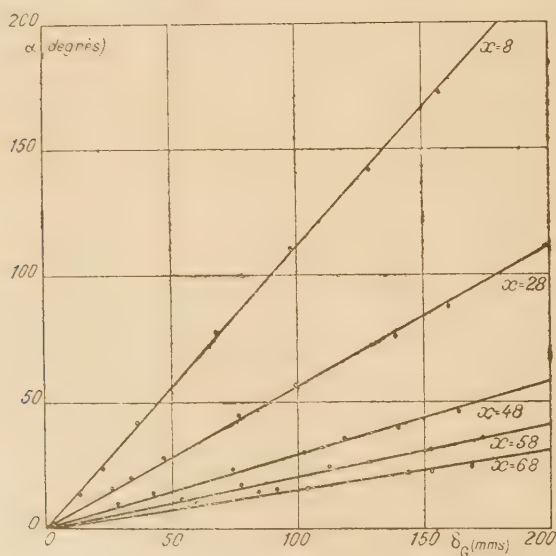


Fig. 9.

Les nombres de ce tableau sont portés sur la figure 9 : en abscisses les valeurs de δ_g et en ordonnées celles de α . Les droites ainsi obtenues montrent bien que la pression de radiation est proportionnelle à la puissance électrique appliquée au quartz.

Il suffit maintenant de se fixer une valeur arbitraire de δ_g , 150 par exemple, et de chercher pour les différentes valeurs de x quelles sont les valeurs correspondantes de α . On obtient ainsi :

x	α	Log α
8	166,5	2,2214
28	84,2	1,9253
48	44	1,6434
58	31,2	1,4941
68	23,7	1,3747

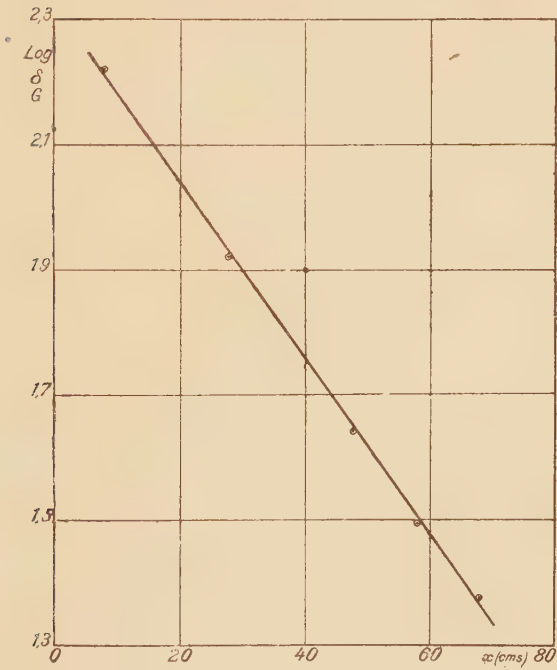


Fig. 10.

En portant en abscisses (fig. 10) les valeurs de x , et en ordonnées celles de $\log . \alpha$ on obtient une droite, ce qui montre bien que la pression de radiation décroît exponentiellement avec la distance. Cette droite a pour équation, ainsi qu'il a été établi plus haut.

$$\log . p = \text{constante} - 2\alpha_a \log e.$$

Dans le cas de cette mesure on en déduit : $\alpha_a = 0,0163$.

Résultats des mesures effectuées par cette méthode. — Une première série de mesures a été exécutée pour la fréquence $N = 7,55 \cdot 10^6$ par seconde. Les résultats obtenus sont consignés dans le tableau II :

TABLEAU II

Température	α_a
14°	0,0174
14,4	0,0169
16,6	0,0155
18,6	0,0163

Une autre mesure a été exécutée à la fréquence :

$$N = 7,97 \cdot 10^6 \text{ par seconde.}$$

Le coefficient d'absorption obtenu à $17^{\circ}7$ est : $\alpha_a = 0,02$.

Ainsi que pouvaient le laisser prévoir les difficultés expérimentales rencontrées au cours des mesures et les irrégularités observées, la méthode décrite ci-dessus n'a pas permis une mesure précise du coefficient d'absorption des ultra-sons dans l'eau.

Une raison essentielle semble être que la présence des écrans et de la palette perturbe le champ ultra-sonore et qu'au surplus, la région du liquide postérieure à la palette n'est pas complètement en état de repos ainsi que l'exige le

calcul de la pression de radiation. En outre, la réalisation de l'équilibre entre le couple de torsion et l'action de la pression de radiation nécessite un temps de plusieurs minutes, temps pendant lequel les observations se trouvent faussées du fait des variations difficilement évitables de l'intensité du courant de haute fréquence traversant le quartz.

Néanmoins cette détermination suffit à montrer que le coefficient d'absorption observé s'écarte très notablement de celui qui est prévu par la théorie de l'absorption du son. Je reviendrai ultérieurement sur cette théorie qui donne une valeur de α_a proportionnelle au carré de la fréquence des ultra-sons. Le tableau III permet de comparer les résultats expérimentaux avec l'évaluation théorique :

TABLEAU III

1) Pour $N = 7,55 \cdot 10^6$.		
Température	$\alpha_a/N^2 \cdot 10^{17}$	
	observé	calculé à 20°
14°	30,5	8,5
14,4	29,6	
16,6	27,2	
18,6	28,6	
2) Pour $N = 7,97 \cdot 10^6$.		
17,7	31,5	

Dans le but de remédier aux difficultés indiquées plus haut, j'ai utilisé une seconde méthode dans laquelle on donne des impulsions au pendule de torsion au lieu de le ramener à sa position d'équilibre.

4. Mesure de la pression de radiation. Méthode d'impulsions. — Dans cette méthode, on ne provoque l'émission des ultra-sons que pendant un temps très court, de l'ordre du cinquième de seconde. Le pendule de torsion, réglé de manière à avoir une période propre d'oscillation de 30 à 40 secondes, va se comporter comme l'équipage d'un galvanomètre balistique et son élongation maximum δ sera proportionnelle au produit de la pression de radiation p par le temps t pendant lequel l'émetteur ultra-sonore a fonctionné :

$$(8) \quad \delta = k_1 p t.$$

Or, pour une position déterminée du pendule, il faut mesu-

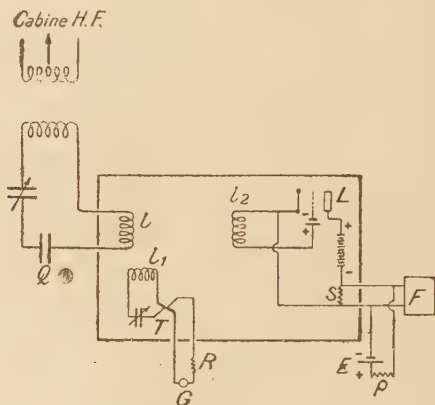


Fig. 11.

rer le rapport entre la pression de radiation et la puissance ultra-sonore émise, laquelle est proportionnelle au carré de l'intensité du courant qui traverse le quartz émetteur. Le montage de la figure 11 permet de mesurer une quantité proportionnelle au produit du temps t par le carré de l'intensité qui traverse le quartz. Une petite self l intercalée dans le circuit du quartz émetteur Q est couplée inductivement, d'une part au circuit d'un thermo-couple dans le

vide T par l'intermédiaire de la self l_1 , et d'autre part, avec la self l_2 placée dans le circuit de grille d'une triode L fonctionnant en détectrice. Le courant-plaque de cette lampe traverse le shunt s d'un fluxmètre F et est, en l'absence d'émission ultra-sonore, exactement compensé à l'aide de la pile E et de la résistance ρ . Lors de l'émission des ultra-sons les variations temporaires du courant-plaque de L sont enregistrées par le fluxmètre. Soit I l'intensité du courant de haute fréquence qui passe dans le quartz. En régime permanent le galvanomètre G prendrait sous l'action du thermocouple T une élancement δ_G :

$$(9) \quad \delta_G = k_2 I^2.$$

D'autre part la variation j du courant-plaque de la lampe L est proportionnelle au carré de la tension induite aux bornes de l_2 , et par conséquent proportionnelle à I^2 ou à δ_G :

$$(10) \quad j = k_3 \delta_G = k_2 k_3 I^2.$$

Si on excite le quartz émetteur pendant un temps t , la quantité d'électricité qui traversera le fluxmètre sera :

$$(11) \quad f = k_4 j t = k_2 k_3 k_4 I^2 t.$$

Des équations 8 à 11 il est facile de déduire :

$$(12) \quad \frac{p}{\delta} = \frac{k_3 k_4}{k_1} \frac{\delta}{f} = m \frac{\delta}{f}.$$

m désignant une constante.

Pour une position déterminée du pendule le rapport $\frac{\delta}{f}$ est donc constant. Si la distance entre le quartz et la palette est x , la pression de radiation sur celle-ci a pour expression :

$$p = p_0 e^{-2\alpha_a x}.$$

Par conséquent, en vertu de (12) :

$$(13) \quad \frac{p_0 e^{-2\alpha_a x}}{\delta_G} = m \frac{\delta}{f}.$$

$\frac{p_0}{\delta_0}$ est une constante qui traduit le rendement du quartz considéré comme appareil transformant de l'énergie électrique en énergie acoustique. La relation (13) permet donc d'écrire :

$$(14) \quad -2\alpha_a x \log . e = \text{constante} + \log \frac{\delta}{f} .$$

Pour déterminer α_a il suffira donc de mesurer le rapport $\frac{\delta}{f}$ pour différentes valeurs de x , de tracer la droite représentant les valeurs de $\log \frac{\delta}{f}$ en fonction de x et d'en déduire α conformément à l'équation (14).

Pratiquement, il faut effectuer une légère correction. Il a été supposé ci-dessus que la lampe détectrice fonctionnait de manière parfaite, les variations de courant anodique étant proportionnelles au carré des différences de potentiel appliquées à la grille. En réalité, pour des valeurs suffisamment grandes de δ_0 la relation correcte entre les variations de courant anodique et δ_0 est de la forme (fig. 12) :

$$j = k_3 \delta_0 + a,$$

a étant une constante. Dans ce cas, un calcul analogue à celui exécuté plus haut donne :

$$(15) \quad \frac{p}{\delta_0} = \frac{k_3 k_4}{k_1} \frac{\delta}{f - \varphi} \text{ en posant } \varphi = k_4 a t$$

et c'est cette équation (15) qui doit être substituée à l'équation (12). La correction peut se faire aisément en mesurant expérimentalement a et en remarquant que :

$$\frac{\delta}{f - \varphi} = \frac{\delta}{f} \frac{f}{f - \varphi} = \frac{\delta}{f} \frac{j}{j - a} .$$

D'ailleurs si les déterminations de $\frac{\delta}{f}$ sont faites pour des valeurs de δ_0 sensiblement constantes, l'introduction du

terme correctif presque constant $\frac{j}{j-a}$ ne peut que modifier la constante de l'équation (14) et non la valeur de α_a .

Exécution d'une mesure. — a) La première opération consiste à déterminer la caractéristique de la lampe détectrice choisie et à fixer la valeur optimum du potentiel moyen de grille. Dans l'expérience décrite ci-dessous j'ai employé deux triodes Mazda à filament de tungstène pur. Ces tubes sont groupés en parallèle, la tension plaque est 160 volts et la polarisation de grille — 10 volts. Dans ces

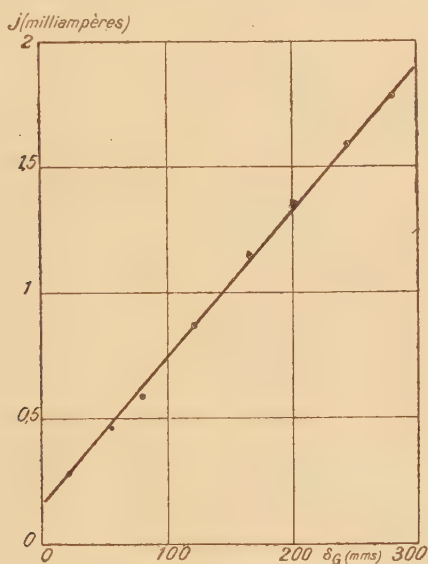


Fig. 12.

conditions, on mesure les variations j du courant-plaque pour différentes valeurs du courant de haute fréquence traversant le quartz, valeurs dont les carrés sont mesurés par les élancements δ_G du galvanomètre G. Les courants-plaque sont mesurés en utilisant le fluxmètre comme appareil de zéro et en faisant varier le courant de compensation par

l'intermédiaire de la résistance ρ . On obtient ainsi la caractéristique reproduite sur la figure 12 (la valeur choisie pour s est 50 ohms).

b) Il faut ensuite, comme dans la méthode précédente, procéder au repérage des positions à donner à la palette, c'est-à-dire, pour diverses valeurs de la distance x , les coordonnées y et z définies précédemment. Ces mesures préliminaires s'exécutent de la même manière que pour la méthode d'équilibre, à cela près que l'on substitue la mesure du rapport $\frac{\delta}{f}$ à celle de l'angle de torsion α du fil de suspension.

A titre d'exemple, je donne ci-dessous (tableau IV) les nombres obtenus en étudiant la répartition en largeur de la pression de radiation pour $x = 51$ et $z = 6,57$:

TABLEAU IV

y	f	δ	δ/f
2	82,5	67	0,813
2,3	91,5	89,5	0,978
2,6	98,5	113	1,15
2,9	75	100	1,33
3,1	100,5	143,5	1,43
3,2	97,5	141	1,445
3,3	67,5	96,5	1,43
3,4	73	103,5	1,42
3,5	88	125	1,42
3,7	80	105	1,31
4	90	107	1,19
4,3	70,5	71,5	1,01
4,7	93	78	0,84
5,1	94	55	0,585

La figure 13 reproduit la courbe relative à ce tableau ainsi qu'un certain nombre de courbes analogues tracées pour des distances x différentes. Il est visible que la forme de ces courbes devient plus compliquée pour les positions rappro-

chées du quartz émetteur. Il ne semble pas que l'on puisse invoquer ici une réaction de la palette sur le quartz car ces courbes gardent une allure tout à fait semblable si on donne initialement à la palette une inclinaison notable par rapport au plan des ondes ultra-sonores. Il est probable que l'on se

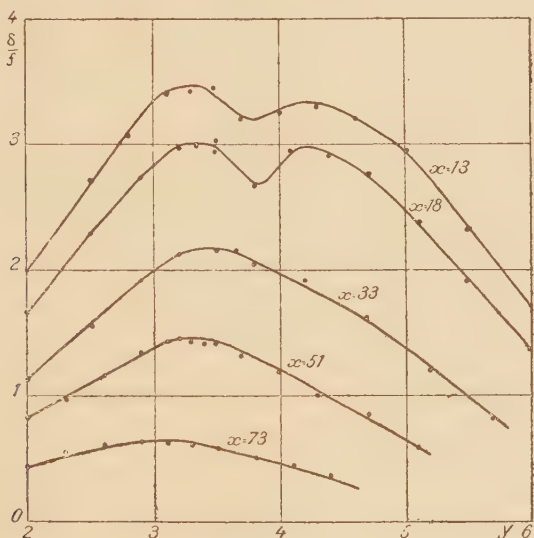


Fig. 13.

trouve ici en présence d'effets dus à la diffraction par les bords de la palette. Ceci est d'ailleurs confirmé par le fait qu'en étudiant la répartition de l'énergie dans le champ ultra-sonore, comme l'a fait Malov (33) à l'aide d'un fil chaud, on trouve des courbes à un seul maximum principal.

c) Les positions successives à donner à la palette étant ainsi repérées, on effectue pour chacune d'elles, la mesure du rapport $\frac{\delta}{f}$ pour des valeurs sensiblement constantes de l'intensité ultra-sonore émise par le quartz. Pour chaque point, on effectue plusieurs opérations en faisant rayonner le quartz pendant des temps différents. Le tableau V est

relatif à deux séries d'expériences exécutées pour une même série de positions du pendule. Entre les deux séries, le couplage des selfs l et l_2 a été modifié. La fréquence des ultra-sons est $N = 7,55 \cdot 10^6$ par seconde et la température de l'eau 16^0 .

TABLEAU V

$x = 33 \text{ cm.}$				$x = 38$				$x = 43.8$			
f	δ	δf	δ_a	f	δ	δf	δ_a	f	δ	δf	δ_a
78,5	206,5	2,63	294	121	274	2,26	298	97,3	181,1	1,86	293
58,5	154,5	2,64	294	130,2	296	2,27	298	117	220	1,88	292
60	156,5	2,61	294	76	167,5	2,205	298	99	185	1,87	292
85,3	212	2,485	282	100,7	229	2,27	298				
102,8	257,5	2,5	282	70	151	2,16	284				
55	135	2,46	282	81,9	177	2,16	284				
59,5	167	2,81	290	84,2	204,5	2,43	286,5	75	147	1,96	281
67,5	189,5	2,81	290	51,5	126	2,45	286,5	118	234	1,98	281
87,5	237	2,71	278								
90,5	244	2,7	278								
61	166	2,72	278								
85,3	234	2,74	281								
74	203	2,74	281								

$x = 51$				$x = 58$				$x = 63$			
f	δ	δf	δ_a	f	δ	δf	δ_a	f	δ	δf	δ_a
118,2	173	1,46	297	138,8	146,5	1,05	286	124	106	0,862	287
114	166,5	1,46	297	115	120	1,04	286	131,9	112,5	0,854	287
102	143	1,4	297	82,5	85,5	1,04	286	93,3	76,2	0,816	287
103	146	1,42	297					120	102	0,85	287
89,5	126	1,41	276								
144,5	203	1,405	285								
132,7	200	1,505	288	100	117,5	1,175	285	101	95	0,94	284
77	115,5	1,5	288	105,5	123,5	1,172	285	94,7	90	0,95	284

$x = 68$				$x = 73$				$x = 83$			
f	δ	δf	δ_a	f	δ	δf	δ_a	f	δ	δf	δ_a
164	116	0,707	289	93	50	0,537	290	167	67,5	0,404	292
148,2	104	0,702	289	171,5	98,5	0,574	290	125	51,5	0,41	292
113,3	80	0,706	289	140,5	81	0,576	290	197	80,8	0,41	292
				122	71,5	0,585	290				
125,5	100	0,797	282								
146,5	115	0,785	282	104	65	0,625	279	148	63,5	0,43	279
146,5	115	0,785	282	115,2	72	0,625	279	139	59,5	0,428	279

Il est déjà visible sur ce tableau que les valeurs de $\frac{\delta}{f}$ obtenues pour une même position du pendule ne sont pas rigoureusement constantes ainsi que l'exigerait la théorie. Et les écarts sont d'autant plus élevés que le pendule est plus voisin du quartz émetteur (petites valeurs de x). C'est d'ailleurs ce manque de fidélité qui a caractérisé ces mesures de pression de radiation tant par la méthode d'équilibre que par la



Fig. 14.

méthode d'impulsions. Parmi les causes susceptibles d'expliquer ce manque de fidélité il y a lieu de mentionner notamment : le courant de liquide, les erreurs de repérage géométrique, l'instabilité de l'intensité du courant de haute fréquence qui excite le quartz, la formation de bulles microscopiques d'air sur la surface du quartz.

Pour chaque valeur de x les tableaux ci-dessus permettent de prendre une valeur de $\frac{\delta}{f}$ relative à chacune des deux séries de mesures. Ces nombres sont reproduits dans le

tableau VI (dans les cas où il y avait ambiguïté j'ai indiqué les deux valeurs possibles du rapport $\frac{\delta}{f}$. Les deux points correspondants sont également portés sur la figure 14).

TABLEAU VI

x	$(\delta/f)_1$	$\log (\delta/f)_1$	$(\delta/f)_2$	$\log (\delta/f)_2$
33	2,63	0,41996	2,81	0,44871
	2,48	0,39445	2,72	0,43457
38	2,27	0,35603	2,44	0,38739
	2,16	0,33445		
43,8	1,87	0,27184	1,97	0,29447
51	1,435	0,15685	1,502	0,17667
	1,397	0,14520		
58	1,045	0,01912	1,173	0,06930
63	0,852	— 0,06956	0,945	— 0,02457
68	0,705	— 0,15181	0,785	— 0,10513
73	0,578	— 0,23807	0,625	— 0,20412
83	0,408	— 0,38934	0,429	— 0,36754

Sur la figure 14 sont portées en abscisses les valeurs de x et en ordonnées celles de $\log \frac{\delta}{f}$. Pour chacune des deux séries de mesures on voit qu'il est possible de déterminer la droite de l'équation (14). Les coefficients d'absorption déduits de ces droites sont respectivement : 0,0188 et 0,019.

d) *Résultats des mesures.* — Un certain nombre d'autres mesures ont été effectuées à l'aide de cette méthode, et les résultats en sont groupés dans le tableau VII.

TABLEAU VII

Fréquence : $N = 7,55 \cdot 10^6$ par seconde.

Température	100 α_a
16,8	1,63
17,3	1,63
15,8	1,93
15,3	1,92
15,3	1,94
15,3	1,89
17	1,73

Les écarts entre les valeurs de α_a obtenues ici sont en partie imputables aux écarts de température. Nous verrons plus loin que le terme d'amortissement par viscosité (de beaucoup le plus important) a pour expression :

$$\alpha_v = \frac{2\eta\omega^2}{3\rho_0 V_0^3},$$

η désignant le coefficient de viscosité, ρ_0 la densité, ω la pulsation et V_0 la vitesse du son. Pour une petite variation de température on peut donc écrire :

$$\frac{d\alpha_a}{\alpha_a} = \frac{d\eta}{\eta} - \frac{d\rho_0}{\rho_0} - 3 \frac{dV_0}{V_0}.$$

Pour l'eau à 20° on obtient ainsi une diminution de α_a d'environ 3 o/o pour une élévation de température de 1°.

e) *Conclusion.* — Il ressort de l'ensemble de ces résultats que la mesure de l'énergie sonore par l'intermédiaire de la pression de radiation a permis d'obtenir une évaluation du coefficient d'absorption des ultra-sons de haute fréquence par l'eau.

En perfectionnant les dispositifs mécaniques, en protégeant mieux le liquide contre les variations de température on pourrait certainement améliorer la précision de la méthode.

Cependant le principal inconvénient de celle-ci semble résider dans le fait que l'appareil de mesure perturbe considérablement le champ ultra-sonore, et cela de manière difficilement accessible soit au calcul, soit à l'expérience.

Deux voies s'offrent alors pour pallier à cet inconvénient. La première consiste à utiliser la réaction des ultra-sons sur un obstacle pour provoquer la formation d'un système d'ondes stationnaires. Sur cette idée sont basés les nombreux travaux qu'ont provoqués les recherches initiales de G. W. Pierce (11) sur l'interférométrie ultra-sonore dans les gaz, et de Hubbard et Loomis (34) sur l'interférométrie dans les liquides. C'est ainsi que de nombreuses mesures ont été

effectuées sur la vitesse et sur l'absorption du son dans les gaz ainsi que sur la vitesse du son dans les liquides.

Une deuxième voie consiste à utiliser un procédé dans lequel on puisse mesurer en différents points du champ ultra-sonore l'intensité de celui-ci sans en perturber la distribution. Dans ce but j'ai cherché à utiliser les propriétés optiques des milieux fluides soumis à l'action des ondes ultra-sonores.

Enfin il serait également intéressant de tenter d'appliquer à la mesure de l'absorption des ultra-sons dans les liquides, la méthode dans laquelle on mesure l'intensité d'une onde sonore par le changement qu'elle provoque dans la résistance d'un fil chaud. Cette méthode a été utilisée par divers auteurs pour mesurer l'absorption du son dans les gaz (en particulier E. G. Richardson (35)) et pour la mesure de la vitesse du son dans les liquides (en particulier N. N. Malov (33)).

CHAPITRE III

Méthode optique.

1. Généralités. — *a)* Avant d'indiquer le détail de la méthode optique pour la mesure de l'absorption des ultrasons par les liquides je vais rappeler les principaux faits connus relatifs aux propriétés optiques des milieux traversés par des ondes ultra-sonores.

Du point de vue théorique la question de la diffusion de la lumière par les fluides a fait l'objet de plusieurs études. En 1910, Einstein (36) publie un mémoire dans lequel il examine la diffusion de la lumière provoquée par les variations de densité des fluides. Dans son travail de thèse L. Brillouin (37) analysant la diffusion de la lumière par un corps isotrope, considère que l'agitation thermique peut être remplacée par la superposition d'ondes sonores planes se propageant dans toutes les directions ; or, si nous considérons le fluide soumis à une onde plane de fréquence N , ce fluide présente à un instant donné des plans de densité maximum et des plans de densité minimum distants entre eux d'une longueur d'onde pour des plans de même nature. Si un faisceau de lumière parallèle monochromatique traverse ce milieu il se produira sur les plans précédents, comme dans la théorie de Bragg, des réflexions sélectives, et on observera de chaque côté du faisceau non dévié des faisceaux de lumière diffusée dont les fréquences seront $\nu + N$ et $\nu - N$, ν désignant la fréquence de la lumière incidente.

Au point de vue expérimental, une des premières observations faites sur la propagation d'ondes électromagnétiques

dans des milieux soumis à des vibrations élastiques est due à G. W. Fox et P. H. Carr (38) qui ont remarqué que lorsque l'on étudie la diffraction des rayons X par un cristal de quartz on obtient des taches de Laue plus intenses quand le cristal est le siège de vibrations ultra-sonores que lorsqu'il est au repos.

Enfin, récemment et de manière indépendante, P. Debye et F. W. Sears (39) d'une part, R. Lucas et moi-même d'autre part (40), avons montré que lorsqu'un faisceau de lumière parallèle, de section grande par rapport à la longueur d'onde des ultra-sons, traverse un liquide soumis à

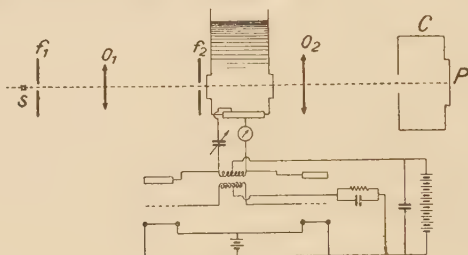
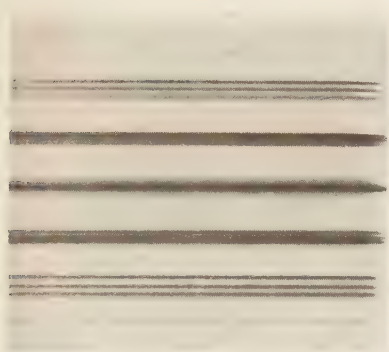


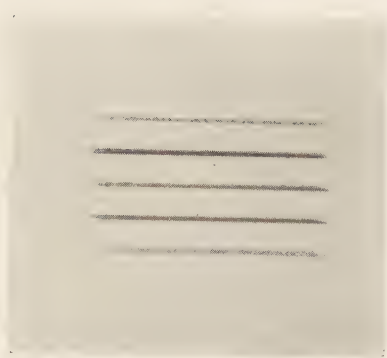
Fig. 15.

l'action d'ondes ultra-sonores, il apparaît de chaque côté du faisceau principal non dévié une série de spectres de diffraction analogues à ceux qui seraient fournis par un réseau plan. Lorsque la section du faisceau est de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde acoustique, l'aspect du phénomène est complètement modifié et on n'observe plus qu'un étalement symétrique du faisceau incident, étalement provoqué par un effet de mirage (41) et de balayage à haute fréquence. Nous avons pu également observer les mêmes phénomènes à travers un cristal de quartz en vibration (41).

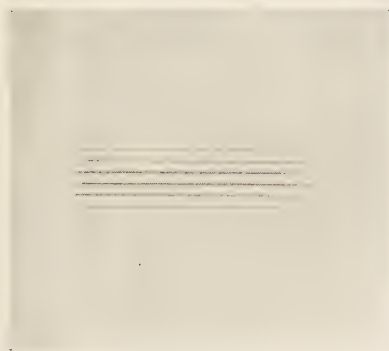
Le dispositif expérimental utilisé dans ces recherches a été décrit dans un mémoire précédent (42) et est représenté sur la figure 15. A la base d'une cuve à parois transparentes contenant le liquide à étudier, est disposé un quartz piézo-



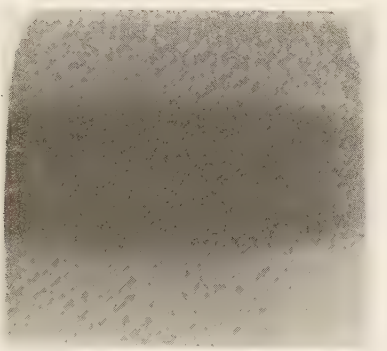
A



C



F



J

Fig. 16.

électrique pouvant émettre des ultra-sons lorsqu'il est excité par le poste émetteur de haute fréquence représenté à la partie inférieure de la figure. La source lumineuse S, la fente f_1 et l'objectif O_1 permettent d'obtenir un faisceau de lumière parallèle diaphragmé à l'entrée de la cuve par la fente f_2 . A la sortie de la cuve la lumière est reprise par l'objectif O_2 qui donne une image sur l'écran P placé au fond de la chambre photographique C. La photographie A (fig. 16) représente les spectres obtenus en prenant comme source S un arc à mercure et comme milieu diffractant de l'éther de pétrole soumis à des ultra-sons de $11,5 \cdot 10^6$ périodes par seconde. De chaque côté de la frange centrale on peut voir les spectres des premier et second ordres relatifs aux raies $3663 \text{ \AA}$, $4046 \text{ \AA}$ et $4358 \text{ \AA}$ de la lumière du mercure. Si l'on opère en lumière monochromatique on obtient un spectre analogue à celui de la photographie C (eau soumise à des ultra-sons de 30,3 millions de périodes par seconde; lumière verte du mercure). Si on remplace la cuve contenant le liquide par un cristal de quartz on obtient également un spectre de diffraction (photographie F, cristal de quartz d'épaisseur 15 mm. excité sur son 121° mode de vibration). Enfin l'aspect du phénomène de mirage est donné par la photographie J.

Il est facile de vérifier que les spectres de diffraction ainsi obtenus sont identiques à ceux que fourniraient un réseau plan dont le pas serait égal à la longueur d'onde des ultra-sons dans le milieu considéré. Les directions suivant lesquelles on observe des franges brillantes sont définies par rapport au faisceau incident par la formule :

$$(16) \quad \sin \varphi = p \frac{\lambda}{\Lambda}$$

dans laquelle φ est l'angle entre le faisceau incident et le spectre lumineux d'ordre p , λ est la longueur d'onde lumineuse et Λ la longueur d'onde acoustique.

Il est clair que l'aspect de ces phénomènes s'écarte sensiblement des prévisions indiquées par L. Brillouin dans son mémoire de 1921. Sa théorie prévoyait, en effet, l'existence de chaque côté du faisceau incident non dévié d'un seul faisceau diffracté, d'intensité lumineuse très faible par rapport à celle du faisceau principal. Or, on peut observer un grand nombre de faisceaux diffractés (jusqu'à une dizaine) et leur intensité lumineuse est souvent du même ordre de grandeur que celle de la fraction non diffractée. Cette différence tient essentiellement au fait que dans la théorie initiale de L. Brillouin, la vitesse de la lumière dans le fluide est supposée invariable, alors qu'en réalité la propagation des ondes ultra-sonores provoque à chaque instant dans le fluide une distribution sinusoïdale de densité, et par conséquent d'indice.

Reprenant son ancienne théorie, et abandonnant les hypothèses simplificatrices, L. Brillouin (43) a pu traiter de manière complète le problème de la propagation de la lumière à travers un milieu de densité périodiquement variable. Il retrouve ainsi l'existence de spectres de diffraction d'ordre élevé, distribués conformément à la formule (16) et donne des expressions permettant de calculer les intensités des spectres des divers ordres. Malheureusement, la complexité mathématique des résultats rend difficile leur confrontation avec l'expérience.

D'autre part, P. Debye (44) a développé une théorie analogue à la première théorie de L. Brillouin et dans laquelle il invoque, pour expliquer l'existence de spectres d'ordres élevés, le fait que pour les variations de pression développées par les ultra-sons on ne peut plus admettre une relation linéaire entre le pouvoir inducteur spécifique et la densité.

D'un autre côté, R. Lucas et moi-même (42) avons proposé une théorie géométrique de ces phénomènes. Cette théorie rend compte de manière simple des phénomènes de diffrac-

tion et de mirage, elle a reçu une confirmation expérimentale directe dans les expériences de Ch. Bachem, E. Hiedemann et H. R. Asbach (45) et c'est en se basant sur celles-ci que E. Baumgardt (46) a proposé une nouvelle méthode optique pour la mesure de l'absorption des ultra-sons. Je vais exposer les points principaux de cette théorie.

Considérons un milieu rapporté à trois axes de coordonnées rectangulaires (fig. 17) $Oxyz$. Dans le plan des xy est disposé un quartz qui émet des ultra-sons se propageant

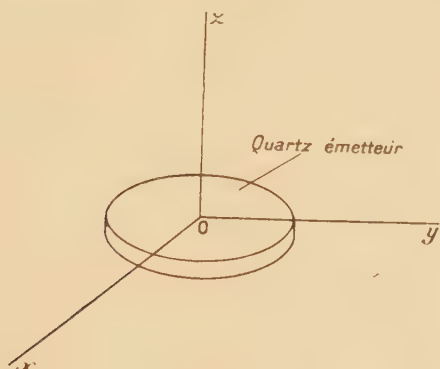


Fig. 17.

parallèlement à l'axe Oz . A un instant donné t la pression en un point de ce milieu sera de la forme :

$$p = p_0 + \delta p \cos \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{z}{V} \right)$$

T désignant la période des ultra-sons, V leur vitesse de propagation et δp l'amplitude de la variation de pression autour de la pression normale p_0 . A cette distribution de pression correspond la distribution suivante d'indice :

$$n = n_0 + \delta n \cos \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{z}{V} \right).$$

Nous allons étudier la trajectoire d'un rayon lumineux se propageant dans le plan des yz et qui pénétrerait parallèle-

ment à Oy et au point d'ordonnée z_1 dans la région perturbée par les ultra-sons (fig. 18).

Le temps mis par la lumière pour traverser cette zone perturbée étant négligeable devant la période des ultra-sons nous pouvons supposer que le rayon lumineux se propage dans un milieu dont l'indice varie avec l'altitude suivant la loi :

$$n = n_0 + \delta n \cos \frac{2\pi z}{\Lambda},$$

Λ étant la longueur d'onde des ultra-sons dans le milieu.

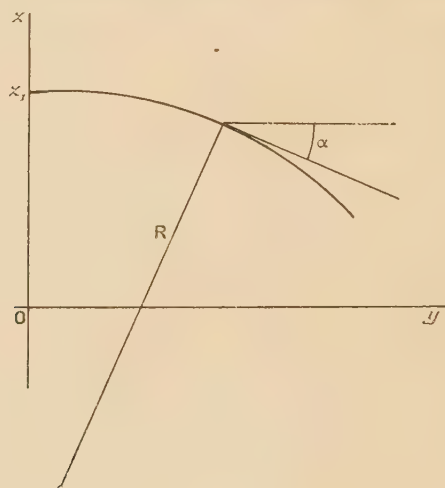


Fig. 18.

Dans ces conditions, le rayon de courbure R de la trajectoire lumineuse en un point est donné par la formule :

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{n} \frac{dn}{dr},$$

$\frac{dn}{dr}$ désignant le gradient d'indice dans une direction normale au rayon lumineux. On voit sur la figure 18 que :

$$dr = \frac{dz}{\cos \alpha} = dz \sqrt{1 + \left(\frac{dz}{dy}\right)^2}.$$

L'équation différentielle des trajectoires est donc la suivante :

$$\frac{\frac{d^2z}{dy^2}}{\left[1 + \left(\frac{dy}{dz}\right)^2\right]^{\frac{3}{2}}} = \frac{1}{n} \frac{dn}{dz} \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{dy}{dz}\right)^2}},$$

ou, en posant :

$$z' = \frac{dz}{dy}, \quad z'' = \frac{dz'}{dy},$$

il vient :

$$\frac{z''}{1 + z'^2} = \frac{1}{n} \frac{dn}{dz},$$

ce qui peut s'écrire :

$$\frac{\frac{dz'}{dy} dz}{1 + z'^2} = \frac{dn}{n} \quad \text{ou :} \quad \frac{dn}{n} = \frac{1}{2} \frac{d(1 + z'^2)}{1 + z'^2}.$$

En intégrant on obtient :

$$\log.(1 + z'^2) = \log n^2 + c^{te},$$

$$\sqrt{1 + z'^2} = \Lambda n,$$

Λ désignant la constante d'intégration. Pour déterminer celle-ci remarquons que pour $z = z_i$, le rayon lumineux est normal à l'axe Oz , c'est-à-dire que pour $z = z_i$ on a : $z' = 0$. Il en résulte que :

$$\Lambda = \frac{1}{n_0 + \delta n \cos 2\pi \frac{z_i}{\Lambda}}.$$

L'équation différentielle de la trajectoire lumineuse s'écrit donc :

$$1 + z'^2 = \left(\frac{n_0 + \delta n \cos 2\pi \frac{z}{\Lambda}}{n_0 + \delta n \cos 2\pi \frac{z_i}{\Lambda}} \right)^2.$$

Or, il est facile de vérifier que les variations d'indice mises en jeu dans l'étude de ces phénomènes sont infimes (pour une émission ultra-sonore dans l'eau à raison de 0,1 watt par centimètre carré, on a : $\delta n = 7 \cdot 10^{-6}$). Dans ces conditions, la relation précédente peut se mettre sous la forme simplifiée :

$$z' = \sqrt{\frac{2\delta n}{n_0}} \sqrt{\cos \frac{2\pi z}{\Lambda} - \cos \frac{2\pi z_i}{\Lambda}}.$$

D'où on tire :

$$y = \int_{z_i}^z \frac{dz}{\sqrt{\frac{2\delta n}{n_0}} \sqrt{\cos \frac{2\pi z}{\Lambda} - \cos \frac{2\pi z_i}{\Lambda}}}.$$

z est donc défini comme fonction elliptique de y .

Effectuons le changement de variables suivant :

$$t = \frac{\sin \frac{\pi z}{\Lambda}}{\sin \frac{\pi z_i}{\Lambda}} \quad \text{et} \quad \sin \frac{\pi z_i}{\Lambda} = k.$$

Dans ces conditions y est défini de la manière suivante :

$$y \sqrt{\frac{\delta n}{n_0}} \frac{2\pi}{\Lambda} + K = \int_0^t \frac{dt}{\sqrt{(1-t^2)(1-k^2t^2)}}$$

en posant :

$$K = \int_0^1 \frac{dt}{\sqrt{(1-t^2)(1-t^2k^2)}}.$$

Finalement t est donné par la relation :

$$t = \frac{\sin \frac{\pi z}{\Lambda}}{\sin \frac{\pi z_i}{\Lambda}} = \operatorname{sn} \left(K + y \sqrt{\frac{\delta n}{n_0}} \frac{2\pi}{\Lambda} \right).$$

Les tables de Legendre permettent, pour chaque valeur de k de trouver K et pour chaque valeur de $y \sqrt{\frac{\delta n}{n_0}} \frac{2\pi}{\Lambda}$ de déterminer t et, par conséquent, z .

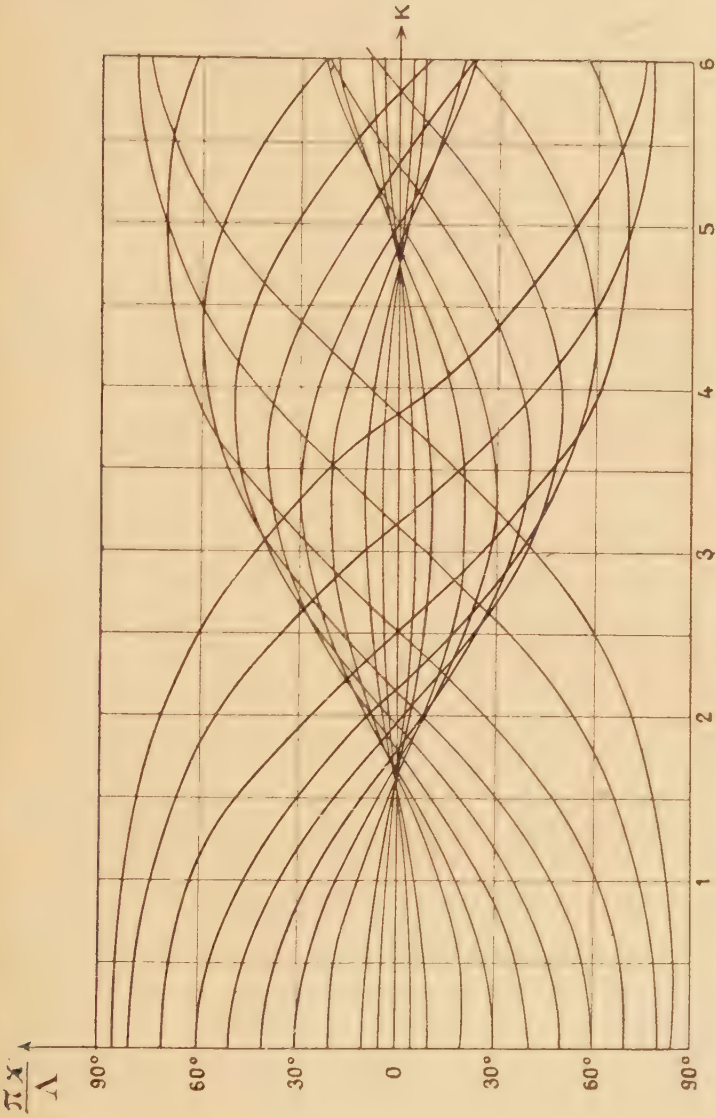


Fig. 19.

Sur la figure 19 sont reproduites les trajectoires de rayons lumineux calculées par cette méthode, pour des valeurs de z , comprises entre $-\frac{\Lambda}{2}$ et $+\frac{\Lambda}{2}$. En ordonnées sont portées les valeurs de $\frac{2\pi}{\Lambda}$ et en abscisses celles de K .

Les ondes ultra-sonores ont donc pour effet, ainsi que le montre la figure 19, de transformer des rayons parallèles en rayons convergeant périodiquement vers de pseudo-foyers.

Si, par exemple, le trajet optique dans la région perturbée et la puissance acoustique (qui détermine δn) sont tels que cette région perturbée soit limitée par les deux plans parallèles :

$$y = 0 \quad \text{et} \quad y = \frac{\Lambda}{2\pi \sqrt{\frac{\delta n}{n_0}}}$$

qui correspondent respectivement à $K = 0$ et à $K = 2$, on aura, au voisinage de la face de sortie des rayons lumineux, une série de foyers lumineux distribués verticalement et distants entre eux de la longueur d'onde acoustique Λ . Pour un observateur extérieur la lumière semblera donc provenir d'une série de sources distantes entre elles de Λ . Si Λ est suffisamment petite les ondes issues de ces sources élémentaires interféreront entre elles comme les ondes diffractées par un réseau plan et donneront des spectres de diffraction distribués conformément à la relation (16).

Dans l'analyse précédente nous avons supposé le milieu figé dans l'état où il se trouve à l'instant t . Le fait que les ondes élastiques se propagent avec une vitesse V ne change pas les résultats obtenus. Cette propagation ne fait que substituer à un réseau plan immobile un réseau en mouvement de translation uniforme dans son plan, ce qui ne modifie pas les directions des maxima et des minima de lumière.

Si la section du faisceau lumineux est inférieure ou égale

à la longueur d'onde ultra-sonore. A il ne se produira plus cette série de foyers lumineux échelonnés jouant le rôle des sources élémentaires d'un réseau. La théorie précédente est encore valable et elle montre qu'on observera un balayage lumineux à haute fréquence, ce qui donnera l'impression d'un étalement de la tache lumineuse. C'est bien ce que l'expérience a permis de vérifier.

Je signale enfin que cette théorie a permis à R. Lucas (47) de calculer en chaque point du plan de sortie de la lumière l'amplitude et la phase des rayons lumineux.

En résumé, les phénomènes observés lors de la propagation de la lumière dans des milieux perturbés par des ondes ultra-sonores sont convenablement interprétés soit par la théorie électromagnétique, soit par la théorie géométrique. Il y a lieu d'ajouter à ce qui précède que la théorie de L. Brillouin prévoit, en outre, que la fréquence d'un spectre lumineux d'ordre n aura une fréquence $\nu \pm nN$, ν étant la fréquence de la lumière incidente et N la fréquence des ultra-sons. Ce dernier point vient d'être vérifié expérimentalement au moyen d'une méthode stroboscopique par P. Debye, H. Sack et F. Coulon (48).

b) *Applications de ces phénomènes.* — Parmi les applications que la mise en évidence de ces phénomènes a rendu possibles il y a lieu de signaler tout d'abord la possibilité d'une mesure précise et rapide de la vitesse de propagation du son dans les solides et dans les liquides. Si on photographie, en effet, les franges de diffraction sur une plaque située à la distance d de la cuve renfermant le liquide, et si i désigne l'intervalle entre deux franges consécutives, l'application de (16) donne la relation :

$$(17) \quad V = N\lambda \frac{d}{i},$$

λ étant la longueur d'onde de la lumière utilisée.

De nombreuses mesures ont déjà été exécutées par cette

méthode. Tous les résultats publiés indiquent l'absence de dispersion du son dans les liquides pour des fréquences allant jusqu'à 25 millions de périodes par seconde. Ceci confirme d'ailleurs les résultats obtenus précédemment par l'emploi de l'interféromètre acoustique, notamment par R. W. Boyle et G. B. Taylor (49). Pour les gaz, au contraire, la méthode interférométrique a permis d'observer l'existence d'une dispersion du son.

J'ai, par la méthode optique, mesuré la vitesse de propagation du son dans les liquides étudiés plus loin au sujet de l'absorption. Mes déterminations sont en bon accord avec celles qui ont déjà été effectuées par d'autres auteurs. Pour les acétates d'éthyle et de méthyle aucune valeur de V , à ma connaissance, n'avait été fournie. Le tableau VIII donne des résultats valables à 5/1 000 environ.

TABLEAU VIII

Corps	$N_1 = 4,7748 \cdot 10^6$		$N_2 = 11,14 \cdot 10^6$	
	θ	$Vm./sec.$	θ	$Vm./sec.$
Benzène	18°	1 340	16°5	1 353
Toluène	18,5	1 346	17	1 352
Métaxylène ordinaire.	18,5	1 359	16,3	1 370
Chloroforme.	18	1 017	18,5	1 014
Acétone	18,2	1 202	16	1 215
Ether-oxyde	18	1 023	17,5	1 021
Acétate de méthyle . .	18,5	1 196	18	1 191
Acétate d'éthyle . . .	18,2	1 181	18	1 187

c) *Etude expérimentale de la proportion de lumière diffractée par les ultra-sons.* — Reprenons le dispositif expérimental de la figure 15. En l'absence d'ultra-sons l'image de la fente en P a une intensité I_0 . Lorsque l'on excite le quartz émetteur, l'intensité de cette image diminue et les franges de diffraction apparaissent. L'analyse théorique du

phénomène, soit par la méthode électromagnétique, soit par la méthode géométrique, montre que les intensités lumineuses des spectres de diffraction des divers ordres sont fonction de I_0 et de la densité d'énergie du rayonnement ultra-sonore. Cette densité d'énergie étant proportionnelle au carré A^2 de l'amplitude des ultra-sons à l'endroit où le faisceau lumineux traverse le liquide, il est possible de poser :

$$(18) \quad I = I_0 f(A^2),$$

I étant l'intensité totale de la lumière diffractée et répartie entre les spectres des divers ordres. Il résulte de là que l'on peut utiliser le taux $\frac{I}{I_0}$ de lumière diffractée comme un repère pour caractériser, dans une région déterminée d'un fluide, l'amplitude des ondes ultra-sonores dont ce milieu est le siège. C'est en me basant sur ce principe que j'ai indiqué (50) une méthode optique pour la mesure de l'absorption des ultra-sons par les liquides. Tout récemment, R. Wyss (51) a utilisé une méthode analogue dans l'étude des systèmes d'ondes stationnaires et H. Sack (52) a appliqué ces phénomènes à l'étude de l'absorption des ultra-sons par les solides.

Pour examiner expérimentalement la forme de la fonction $f(A^2)$ introduite dans (18) il suffit de remplacer l'écran P de la figure 15 par une cellule photo-électrique. Devant celle-ci on disposera un écran muni d'une fente, de manière à n'admettre dans la cellule que la lumière correspondant à la frange centrale. J'ai effectué une mesure de ce genre pour du toluène soumis à l'action d'ondes ultra-sonores de fréquence $N = 7,974 \cdot 10^6$. La cellule photo-électrique utilisée était une cellule à oxyde de cuivre que m'avait très aimablement remise P. Auger. L'énergie des ultra-sons est mesurée, comme il a été indiqué plus haut, à l'aide d'un circuit auxiliaire comprenant un thermo-couple et un galvanomètre.

Les élongations δ_G de ce dernier sont proportionnelles à A^2 . La cellule photo-électrique est branchée aux bornes d'un galvanomètre dont les élongations δ sont proportionnelles à l'intensité lumineuse de la frange centrale. Les résultats obtenus sont réunis dans le tableau IX :

TABLEAU IX

δ_G	δ	$\frac{I}{I_0} = 1 - \frac{\delta}{\delta_0}$
0	265	0
58	149	0,438
86,5	128,5	0,515
101	124	0,532
133	146	0,449
160	176	0,336
184	169	0,306
0	267	0
21	220	0,176
26	205	0,232
37,5	181,5	0,32
44	168,5	0,368
62,5	144	0,46
90	135	0,494
133	151	0,434

Si on porte en abscisses les valeurs de δ_G et en ordonnées celles de $\frac{I}{I_0}$ (fig. 20) on voit que la courbe obtenue présente une portion linéaire pour les petites valeurs de l'amplitude ultra-sonore, puis passe par un maximum. Cette forme de la fonction $f(A^2)$ s'explique aisément à l'aide de la théorie géométrique : la position du maximum de lumière diffractée correspond à la puissance ultra-sonore pour laquelle les foyers de convergence des trajectoires lumineuses se trouvent sur le plan de sortie de la cuve. Il est difficile de poursuivre l'expérience pour des valeurs plus élevées de l'énergie ultra-sonore car le liquide prend un mouvement d'ensemble,

s'échauffe, et les variations d'indice qui en résultent provoquent un brouillage des franges. Seule une méthode d'impulsions analogue à celle indiquée précédemment pour la mesure de la pression de radiation pourra permettre l'examen complet de la fonction $f(A^2)$ et aussi l'étude de l'absorption des ultra-sons pour des valeurs importantes de l'ampli-

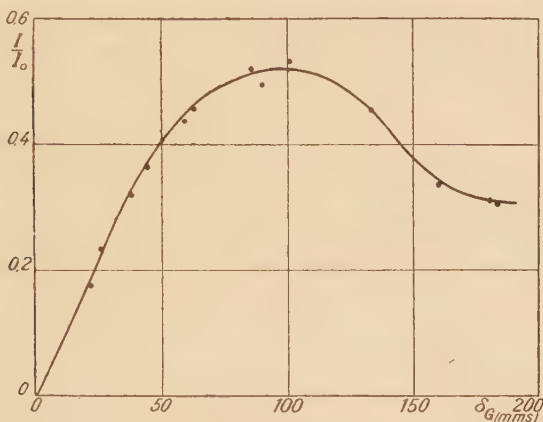


Fig. 20.

tude de ceux-ci. Cette étude aurait, en particulier, l'intérêt de montrer quelles sont les propriétés optiques des milieux parcourus par des ultra-sons dont le « type d'onde » a été modifié et qui ont, comme il sera indiqué dans la discussion des résultats, acquis par déferlement le type « d'onde en dent de scie ». Il faut remarquer que la courbe de la figure 20 a surtout la valeur d'une indication qualitative. D'une part, en effet, la cellule à oxyde de cuivre ne donne pas rigoureusement pour tous les éclaircissements un courant proportionnel à l'intensité lumineuse ; d'autre part l'expérience précédente a été exécutée en lumière blanche (tungstène incandescent) et il a été reconnu, en particulier par R. Bär (53), que la répartition de l'énergie lumineuse entre les spectres des divers ordres n'est pas la même pour les différentes longueurs d'onde lumineuses.

2. Principe de la méthode optique pour la mesure de l'absorption des ultra-sons. — Considérons (fig. 21) une cuve parallélépipédique contenant le liquide à étudier. Soit Q le quartz émetteur d'ultra-sons et supposons qu'un faisceau de lumière parallèle de hauteur h traverse le liquide à une distance z du quartz. Soit A l'amplitude des ondes ultrasonores à cette distance z du quartz et soit A_0 la valeur de cette amplitude pour $z = 0$. Si α_a est le coefficient d'absorption on a la relation :

$$A = A_0 e^{-\alpha_a z}.$$

Pour une tranche élémentaire de liquide, de hauteur dz

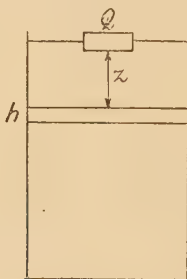


Fig. 21.

l'intensité de la lumière diffractée peut s'écrire de la manière suivante :

$$dI = I_0 f(A^2) dz$$

et, pour l'ensemble de la tranche traversée par le faisceau lumineux :

$$(19) \quad I = I_0 \int_z^{z+h} f(A^2) dz = I_0 \int_z^{z+h} f(A_0^2 e^{-2\alpha_a z}) dz.$$

Posons :

$$u = A_0^2 e^{-2\alpha_a z}$$

et soient u_1 et u_2 les valeurs de u correspondant à z et $z + h$. Dans ces conditions l'équation (19) prend la forme :

$$\frac{1}{I_0} = - \int_{u_1}^{u_2} f(u) \frac{du}{z_a u}.$$

Enfin, si nous posons :

$$F(u) = \int f(u) \frac{du}{2z_a u},$$

il vient :

$$\begin{aligned} (20) \quad 2\alpha_a \frac{1}{I_0} &= F(u_1) - F(u_2) \\ &= F(A_0^2 e^{-2\alpha_a z}) - F[A_0^2 e^{-2\alpha_a (z + h)}]. \end{aligned}$$

Pour provoquer le même phénomène lumineux à une autre distance z' il faudra émettre des ultra-sons d'amplitude initiale A'_0 , telle que :

$$(21) \quad 2\alpha_a \frac{1}{I_0} = F(A'_0 e^{-2\alpha_a z'}) - F[A'_0 e^{-2\alpha_a (z' + h)}].$$

Il résulte de (20) et (21) que :

$$A_0^2 e^{-2\alpha_a z} = A'_0 e^{-2\alpha_a z'}.$$

Pour mesurer α_a il suffira donc de tracer, pour diverses valeur de z la courbe des valeurs de $\frac{1}{I_0}$ en fonction des énergies sonores émises A_0^2 , puis s'étant fixé en une valeur du rapport $\frac{1}{I_0}$ on prend les valeurs de A_0^2 qui correspondent à chaque altitude z ; ces valeurs sont liées entre elles par la relation :

$$A_0^2 e^{-2\alpha_a z} = \text{constante},$$

d'où :

$$(22) \quad \log A_0^2 = 2\alpha_a z + C^{\text{te}},$$

α_a se déduira de la construction de la droite représentée par (22).

3. Description du dispositif expérimental. — a) *Système optique*. — La disposition générale est celle de la figure 15. Pour remplacer la fente f_1 éclairée par la source S, j'ai employé une lampe à filament rectiligne de tungstène et à fenêtre plane, fabriquée par la Société S. C. A. D. à Paris. L'objectif O_2 est supprimé et la chambre photographique est remplacée par le dispositif représenté sur la figure 22.

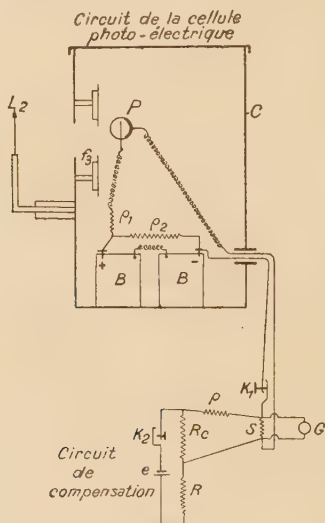


Fig. 22.

La lumière issue de la cuve à ultra-sons est reprise par une lentille cylindrique L_2 de manière à ce que les spectres de diffraction viennent se former sur le plan de la fente f_3 . Cette dernière a une ouverture variable et est réglée de telle sorte qu'elle ne laisse passer qu'une partie de la lumière de la frange centrale (fig. 23). Derrière la fente f_3 est placée une cellule photo-électrique à atmosphère gazeuse et à dépôt de césium sur argent. L'ensemble de la cellule P et de la fente f_3 est disposé à l'intérieur d'une boîte métallique C et est mobile par rapport à celle-ci dans le sens

vertical de manière à pouvoir amener la fente f_3 au centre de la frange centrale (une échelle graduée permet de repérer la position de l'ensemble). A l'intérieur de la boîte C se trouvent également les batteries B et les résistances ρ_1 et ρ_2 dont l'emploi sera exposé plus loin.

L'ensemble du système optique et de la boîte C est fixe.

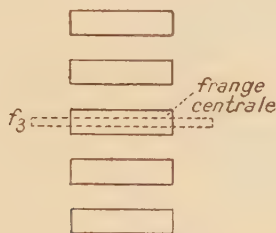


Fig. 23.

C'est en déplaçant la cuve contenant le liquide à étudier d'un mouvement vertical de translation que l'on fera passer le faisceau lumineux à des distances variables du quartz émetteur d'ultra-sons.

b) *Mesure des variations d'éclairement de la cellule.* — Le montage électrique du circuit de la cellule photo-électrique est représenté sur la figure 22. L'anode est reliée à la batterie B par l'intermédiaire d'une résistance de protection $\rho_1 = 70\,000$ ohms. Pour stabiliser le courant de la cellule il est bon de faire débiter en permanence la batterie B sur une résistance élevée $\rho_2 = 80\,000$ ohms. Le courant de la cellule traverse le shunt s du galvanomètre G (celui-ci est un galvanomètre Zernicke très sensible : 1 mm. de déviation à 1 m. pour $5 \cdot 10^{-10}$ amp.). Un circuit de compensation relié également aux bornes du shunt s permet de maintenir le galvanomètre au zéro lorsque la cellule est éclairée et qu'il n'y a pas émission d'ultra-sons. Ce circuit de compensation comprend un accumulateur E et les résistances : $R = 10^5$ ohms, $\rho = 10^6$ ohms et R_c variable.

Pratiquement la mesure s'effectue de la manière suivante : la clef K_1 étant ouverte et la clef K_2 étant fermée, on donne à R_c une valeur arbitraire R_{0c} à laquelle correspond une elongation $\delta_{R_{0c}}$ du galvanomètre. Puis on détermine la valeur de R_c nécessaire pour ramener le galvanomètre au zéro lorsque la clef K_1 est également fermée, la cellule éclairée et le liquide au repos. En réalité, le courant de la cellule étant légèrement variable on lit une elongation δ_1 . L'établissement des ultra-sons provoque une diminution de l'éclairement de la cellule : le galvanomètre prend une elongation δ_2 . Le calcul des courants dans le circuit permet de montrer que le rapport $\frac{I}{I_0}$ de l'intensité de la lumière diffractée à l'intensité de la lumière incidente a pour expression :

$$\frac{I}{I_0} = \frac{\delta_1 - \delta_2}{\delta_1 + \delta_0}$$

en posant :

$$\delta_0 = -\delta_{R_{0c}} \frac{R_c}{R_{0c}} \frac{RR_{0c} + (R + R_{0c})(\rho + r)}{(R + R_c)(\rho + r) + RR_c},$$

r désignant la résistance réduite du galvanomètre et de son shunt, soit environ 25 ohms. En négligeant r devant ρ et en prenant :

$$R_{0c} = 1\,000, \quad R = 10^5, \quad \rho = 10^6,$$

on obtient :

$$\delta_0 = -\delta_{1\,000} \frac{R_c}{1\,000} \frac{1011}{1\,000 + 0,011 R_c}.$$

Il y a lieu enfin de déduire de δ_0 l'elongation correspondant au courant d'obscurité de la cellule (5 mm. dans ces expériences).

c) *Description de la cuve et du montage du quartz émetteur.* — Pour pouvoir opérer dans une cuve de dimen-

sions acceptables j'ai adopté pour celle-ci la forme représentée sur la figure 24. Cette cuve est en bronze. Le quartz Q est posé horizontalement sur la partie supérieure de la moitié parallélépipédique de la cuve. Les ultra-sons se propagent verticalement de haut en bas, se réfléchissent sur les faces AB et CD inclinées de 45° sur l'horizontale et viennent se perdre par réflexions multiples sur les faces obliques DE

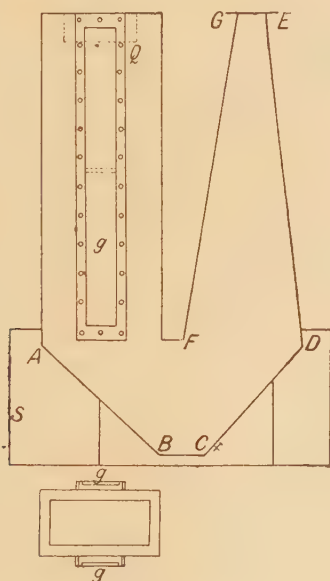


Fig. 24.

et FG . Sur chacune des grandes faces de la cuve sont pratiquées deux ouvertures rectangulaires fermées par deux lames minces de verre g , planes et parallèles. La cuve repose sur un support S et l'ensemble est posé sur un plateau de fonte lequel repose lui-même par trois vis calantes sur le plateau d'une presse hydraulique. Il est ainsi possible de donner à la cuve des déplacements verticaux de translation de manière à faire varier la distance z entre le quartz Q

et le pinceau de lumière L. Un niveau sensible est fixé au plateau sur lequel repose la cuve et permet, après chaque déplacement, de restituer l'orientation convenable de l'ensemble.

Le quartz utilisé dans ces mesures a la forme d'une plaque rectangulaire mince dont les dimensions sont les suivantes : longueur : 8 cm. ; largeur : 3,3 cm. ; épaisseur : 0,1795 cm.

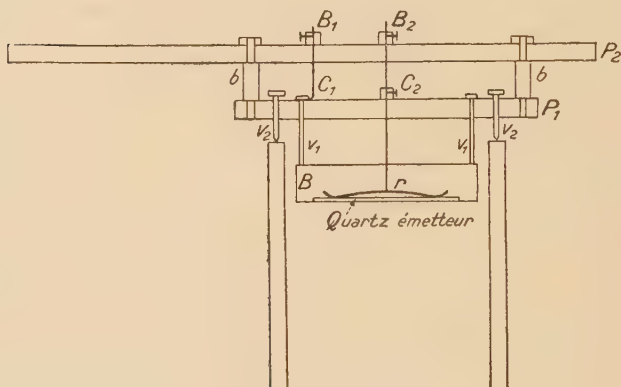


Fig. 25.

Ce quartz est collé à l'intérieur d'une boîte en laiton B (fig. 25) sur la face inférieure de laquelle est pratiquée une ouverture rectangulaire de $7,5 \times 2,88$ cm. Ce dispositif a été adopté pour permettre l'utilisation du cristal en vibration avec une seule face en contact avec le liquide. De ce fait le rendement se trouve augmenté et on évite les inconvénients résultant de variations à peu près inévitables du niveau du liquide.

La boîte B est fixée par trois vis v_1 à une planche rectangulaire P_1 en stabonite. Cette planche repose par trois vis calantes v_2 sur la partie supérieure de la cuve. Grâce à ces trois vis il est possible de régler exactement le parallélisme entre le plan du pinceau lumineux et le plan des ondes

ultra-sonores. Enfin les boulons b réunissent la planche P_1 à une planche P_2 en ébonite. C'est sur cette dernière qu'est disposé le circuit d'alimentation du quartz.

Les deux grandes faces du quartz émetteur sont recouvertes, par pulvérisation cathodique, d'une couche d'or; la face inférieure est en contact avec la boîte B et est reliée à la masse de la cuve. Le conducteur C_1 relie cette masse à la

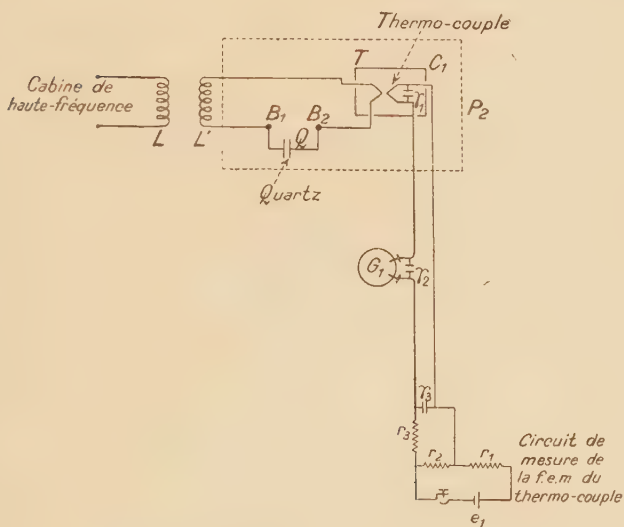


Fig. 26.

borne B_1 placée sur la planche P_2 . Une lame-ressort r et le conducteur C_2 relie l'autre armature du quartz à la borne B_2 .

d) *Circuit d'excitation du quartz et mesure de l'intensité du courant de haute fréquence.* — Le poste émetteur de haute fréquence a été décrit dans la première partie de ce travail.

Une self L (fig. 26) faisant partie du dernier étage de

l'émetteur est couplée de manière variable avec la self L' placée sur la planche P_2 . Sur celle-ci sont également fixées les bornes B_1 et B_2 reliées au quartz, et une boîte métallique fermée C_1 renfermant un couple thermo-électrique dans le vide T . Le courant de haute fréquence traverse le quartz et le couple, et la force électromotrice développée par celui-ci sert de mesure à l'intensité du courant. Cette force électromotrice est mesurée par une méthode d'opposition en utilisant un galvanomètre micro-Moll (période = 0,2 sec.) et un circuit de compensation e_1, r_2, r_1 (fig. 26). La résistance r_3 est une résistance de protection que l'on met en court-circuit après les premiers réglages. Il est, en outre, nécessaire de prendre les précautions suivantes pour assurer un fonctionnement correct du couple T :

1° Placer le couple dans une boîte métallique.

2° Utiliser pour les fils de connexion issus du couple des conducteurs sous tube de plomb.

3° Disposer en $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ des capacités de l'ordre de 0,5 microfarad.

Dans ces conditions la force électromotrice développée par le couple a pour expression :

$$e = \frac{e_1 r_2}{r_1 + r_2}$$

et est proportionnelle au carré de l'intensité efficace du courant qui traverse le quartz. Cette force électromotrice est donc proportionnelle à la puissance acoustique émise par le quartz.

e) *Exécution d'une mesure.* — La cuve étant remplie de liquide et l'équilibre thermique étant établi on règle par auto-collimation la perpendicularité entre le plan du faisceau lumineux et les glaces g de la cuve. Il faut ensuite orienter le quartz de façon à ce que les franges colorées observées dans le plan de la fente f_3 soient réparties symétriquement de chaque côté de la frange centrale. Pour cela on excite le quartz émetteur et on agit sur les vis calantes v_2 . Lorsque la

symétrie est atteinte, le plan des ondes ultra-sonores est parallèle au plan du faisceau lumineux. Ce réglage effectué, on amène la bulle du niveau entre ses repères. Pour amener la fente f_3 au centre de la frange centrale on arrête l'émission des ultra-sons, on déplace verticalement la fente f_3 et pour chacune de ses positions on mesure le courant de la cellule photo-électrique alimentée sous tension réduite. La position pour laquelle le courant est maximum est la position cherchée.

Tous ces réglages préliminaires étant terminés on excite le poste émetteur et, pour diverses valeurs du couplage entre L et L', on mesure, comme il a été indiqué ci-dessus, le rapport $\frac{I}{I_0}$ et la force électromotrice développée par le couple. On répète ensuite ces opérations pour d'autres valeurs de la distance z entre le quartz et le pinceau lumineux.

f) *Exemple d'une mesure.* — Je donnerai, à titre d'exemple, le détail d'une mesure effectuée avec du benzène à la température de 22°5 et pour la fréquence $N = 4,7772 \cdot 10^6$ par seconde.

A cette température la vitesse du son dans le benzène, mesurée en haute fréquence par Edgar et Calingaert (54) est de 1310 m./sec. Evaluons quelle est ici l'ouverture du faisceau ultra-sonore : pour une source rectangulaire de côtés $2b$ et $2c$ émettant des ultra-sons de longueur d'onde Λ le faisceau principal a la forme d'une pyramide dont les angles au sommet sont $\frac{\Lambda}{2b}$ et $\frac{\Lambda}{2c}$. Dans l'exemple présent, on a $\Lambda = 0 \text{ cm. } 0274$ et $2b = 2,88$, $2c = 7,6$ ce qui donne respectivement pour les angles en question 12 et 32 minutes.

La hauteur h du faisceau lumineux est 0 cm. 55, soit environ 20 longueurs d'onde ultra-sonore. Les distances z sont repérées sur une échelle graduée verticale fixée à la cuve et sont relatives au plan supérieur du faisceau lumineux. Les résultats obtenus ont été les suivants (tableau X).

TABLEAU X

$\varepsilon = 0,9 \text{ cm.}$					$\delta_{1000} = -170,5 \text{ mm.}$				
R_c	δ_3	r_2	r_1	δ_2	δ_1	$\delta_1 - \delta_2$	$\delta_1 + \delta_2$	$\frac{1}{l_0} 10^3$	$10^4 e$
II 200	I 714	4	18 810	- 46	24,2	70,2	I 738	40,4	8,72
			25 100	- 30,5	22,7	53,2	I 737	30,6	6,53
			20 500	- 42,5	22	64,5	I 736	37,15	8
			16 200	- 60	21,4	81,4	I 735	46,9	10,12
			13 900	- 74	20	94	I 734	54,2	11,8

$\varepsilon = 2,9 \text{ cm.}$					$\delta_{1000} = -170,2 \text{ mm.}$				
II 000	I 684	4	4 865	- 75	43,2	118,2	I 727	68,5	33,7
II 200	I 712		8 450	- 54,5	14	68,5	I 726	39,7	19,4
II 200	I 712		7 630	- 63,5	12,5	76	I 724	44,1	21,5
II 000	I 684		18 550	+ 7,3	39	31,7	I 723	18,4	8,84
II 000	I 684		14 710	- 1,5	38,5	40	I 723	23,2	11,15
II 000	I 684		12 540	- 8,5	37,7	46,2	I 722	26,8	13,07
II 200	I 712		10 170	- 49	8,5	57,5	I 720	33,4	16,13

$\varepsilon = 4,9 \text{ cm.}$					$\delta_{1000} = -170,2 \text{ mm.}$				
II 000	I 684	4	9 080	+ 35,2	64,2	29	I 748	16,58	18,05
—	—		6 920	+ 26,2	64,5	38,3	I 748	21,9	23,7
—	—		5 730	+ 18	64	46	I 748	26,3	28,6
—	—		4 860	+ 9	63,7	54,7	I 748	31,3	33,7
—	—		4 460	+ 3	63	60	I 747	34,35	36,7
—	—		3 900	- 5,5	62,5	68	I 746	38,95	42
II 200	I 712		3 720	- 37,8	33	70,8	I 745	40,6	44,05

$\varepsilon = 6,4 \text{ cm.}$					$\delta_{1000} = -168 \text{ mm.}$				
II 000	I 662	4	2 040	0	75	75	I 737	43,2	79
			2 160	+ 4,5	75	70,5	I 737	40,6	74,6
			2 960	+ 25	74	49	I 736	28,25	54,5
			3 080	+ 27	74	47	I 736	27,1	52,4
			2 667	+ 18	72,2	54,2	I 734	31,25	60,5
			2 646	+ 15,3	70,5	55,2	I 732	31,9	61

$\varepsilon = 7,86 \text{ cm.}$					$\delta_{1000} = -168 \text{ mm.}$				
II 000	I 662	4	1 998	+ 13	55,5	42,5	I 717	24,75	81,9
			2 367	+ 20,5	54	33,5	I 716	19,52	69,2
			2 530	+ 22	55	33	I 717	19,23	64,7
			2 580	+ 22	54	32	I 716	18,65	63,4

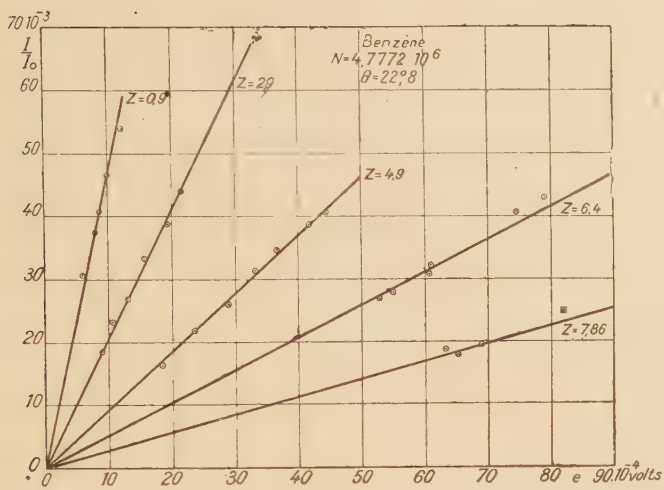


Fig. 27.

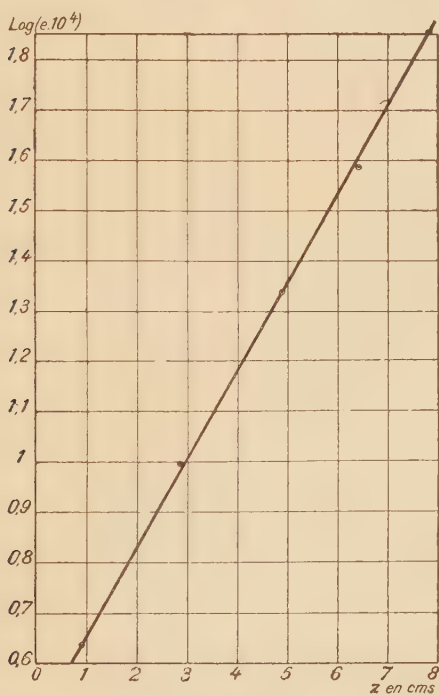


Fig. 28.

Sur la figure 27 sont portées en abscisses les valeurs de e et en ordonnées celles de $\frac{1}{I_r}$. Dans le cas examiné il est visible qu'il y a proportionnalité entre la puissance acoustique émise et le taux de lumière diffractée, au moins pour les valeurs de celui-ci inférieures à 700. Ce fait ne se reproduit pas, dans les mêmes limites, pour la plupart des liquides étudiés. Il est probable que dans la plupart des cas cette proportionnalité n'est vérifiée que pour des taux trop petits pour pouvoir être appréciés avec une précision convenable.

Prenant pour $\frac{1}{I_r}$ la valeur 0.02 par exemple, il suffit de relever maintenant les valeurs de e correspondantes pour les diverses distances z et de porter (fig. 28) sur un graphique les $\log e$ en fonction de z :

z	$10^4 e$	$\log 10^4 e$
0.9	4.35	0.6385
2.9	9.82	0.9921
5.9	21.65	1.3355
6.4	38.8	1.5888
7.86	70.9	1.8506

Ces points définissent bien une droite dont la pente permet de calculer la valeur du coefficient d'absorption. On trouve ici :

$$\alpha_1 = 0.2.$$

f. *Résultats des mesures.* — Les mesures ont été exécutées à l'aide d'un seul quartz émetteur en utilisant ses 3^e, 5^e, 7^e modes de vibration. Les fréquences correspondantes sont :

$$N_1 = 4.7772 \cdot 10^3.$$

$$N_3 = 7.9578 \cdot 10^3.$$

$$N_5 = 11.14 \cdot 10^3.$$

Pour les fréquences N_1 et N_2 il a été possible d'utiliser un maître-oscillateur ayant une fréquence moitié; la cabine émettrice ne comportait donc qu'un seul étage doubleur de fréquence. Pour réaliser la fréquence N_3 le maître-oscillateur avait une fréquence quatre fois plus petite et il a été nécessaire d'adjoindre un second étage doubleur de fréquence.

Les résultats numériques obtenus figurent dans le tableau XI. En outre des valeurs de α_a , le tableau comporte celles du quotient $\frac{\alpha_a}{N^2}$ calculées et mesurées.

g) *Précision des mesures.* — Pour obtenir un ordre de grandeur de la précision des mesures je supposerai le coefficient α_a déterminé par l'application de la formule (22) à deux valeurs de z . Si, pour z_1 et z_2 , les forces électromotrices mesurées sont e_1 et e_2 le coefficient d'absorption a pour valeur :

$$\alpha_a = \frac{1}{2} \frac{\log \frac{e_1}{e_2}}{z_1 - z_2}.$$

En général $z_1 - z_2$ est de l'ordre de 10 cm. pour les mesures exécutées aux fréquences N_1 et N_2 , et de 5 cm. pour celles exécutées à la fréquence N_3 . L'erreur relative commise dans la mesure de la différence d'altitude a pour limite supérieure 1/200° et 1/100° respectivement.

L'erreur relative commise sur $\log \frac{e_1}{e_2}$ a pour expression :

$$\frac{\frac{\Delta e_1}{e_1} + \frac{\Delta e_2}{e_2}}{\log \frac{e_1}{e_2}}$$

$\frac{\Delta e_1}{e_1}$ et $\frac{\Delta e_2}{e_2}$ désignant les erreurs relatives commises dans la mesure des forces électromotrices, e_1 et e_2 sont lues sur des courbes analogues à celles de la figure 27 et sont en général appréciées à 1 0/0 près. Quant à $\log \frac{e_1}{e_2}$ sa valeur est voisine

TABLEAU XI

Corps	$N_3 = 4,7772 \cdot 10^6$			$N_5 = 7,9578 \cdot 10^6$			$N_7 = 11,14 \cdot 10^6$			$\frac{\alpha_a}{N^2} 10^{17}$ calculé à 20°
	θ	$100 \alpha_a$	$\frac{\alpha_a}{N^2} 10^{17}$	θ	$100 \alpha_a$	$\frac{\alpha_a}{N^2} 10^{17}$	θ	$100 \alpha_a$	$\frac{\alpha_a}{N^2} 10^{17}$	
Benzène . .	23 22,5	19,7 20	867	17	58	916	19	100	806	8,66
Toluène . .	18,2 21 22 24 22 21 20,8 20	1,91 2,15 1,83 1,87 1,95 1,79 1,89 1,84	83,2 à 20°	16,8 19,5 21	5,23 5,43 5,2	83,5	17,5 17,5 19 17 17	9,7 10 10 9,9 10	80,6	7,84
Métaxylène .	26 26 24 24 23	1,53 1,5 1,48 1,45 1,43	63,5 à 24°	20,5 18	4,7 4,75	74,2 75	16 17	8,5 7,9	66,4	8,37
Acétate de méthyle .	18,5 19,5	3,57 3,57	156,3	17,2	6,9	109	17 16,5	10 10,4	82,2	6,78
Acétate d'é- thyle . .	19 20,5	2 1,92	85,8	15 17	4,9 4,8	77,4 75,8	18 19 18 19 18,5	7,2 8,3 7,9 8,4 7,8	62,8	8,26
Acétone . .	18,5 20,3 20,5	0,41 0,45 0,51	21,5	21	1,7	26,8	18,5 15,5	3,3 3,5	26,6 28,2	7,04
Chloroforme	22,2 21 19,5 16,5	10,4 10,8 10,4 11	464,5	18,5	31	490				10,1
Ether. . .				18	3,5	55,3	16,5	4,3	34,3	8,97
Eau . . .				16,5 20 20	1,72 1,66 1,8	26,8				8,5

de 0,25 pour les mesures à la fréquence N_3 et de 0,6 pour les mesures aux fréquences N_5 et N_7 . Ceci conduit à des erreurs relatives de 8 0/0 pour les mesures à basse fréquence et de 4 0/0 pour les mesures à fréquence élevée.

Pratiquement la dispersion des résultats expérimentaux est souvent plus considérable et les causes principales de ces irrégularités semblent être principalement :

- 1° Variation lente du courant de la cellule.
- 2° Instabilité du courant de haute fréquence.
- 3° Légers mouvements de liquide.

4° Erreurs commises dans la réalisation, pour les positions successives de la cuve, du parallélisme entre le plan du faisceau lumineux et celui des ondes ultrasonores.

En conclusion il me paraît légitime d'admettre que les coefficients d'absorption ont été déterminés à 10 0/0 près environ. Il est toutefois probable que les mesures exécutées à la fréquence N_5 correspondent à une précision supérieure.

CHAPITRE IV

Discussion des résultats.

1. Examen des résultats expérimentaux. — L'ensemble des résultats expérimentaux contenus dans le tableau XIV montre tout d'abord que l'absorption observée est beaucoup plus considérable que ne le fait prévoir la théorie. Le rapport entre le coefficient d'absorption mesuré et celui donné par le calcul varie de 3 environ pour l'acétone à 100 pour le benzène.

Mesures effectuées sur l'eau. — Dans le cas de l'eau les deux méthodes décrites précédemment ont été utilisées et ont conduit à des résultats comparables. Il y a lieu de remarquer, cependant, que les observations exécutées à l'aide de la méthode du pendule ont fourni un coefficient d'absorption plus grand que celui qui a été obtenu par la méthode optique. En outre des erreurs d'expériences, cet écart se justifie par le fait que dans les études à l'aide de la pression de radiation j'ai utilisé de l'eau ordinaire tandis que dans la méthode optique j'ai employé de l'eau distillée.

Les deux valeurs indiquées pour α_a à 20° (méthode optique) correspondent à une même série de déterminations expérimentales. Mais dans l'utilisation des résultats, on a pris deux valeurs différentes du taux de lumière diffractée $\frac{1}{1}$. La valeur 1,8 correspond à un taux supérieur à celui qui a fourni 1,66. Des observations analogues ont été faites plusieurs fois au cours de ces recherches. Elles correspondent au fait que le coefficient d'absorption n'est pas indépen-

dant de l'amplitude des ultrasons et tend à augmenter avec celle-ci.

Mesures effectuées sur les liquides organiques. — La théorie de l'absorption du son prévoit que le quotient $\frac{\alpha_a}{N^2}$ du coefficient d'absorption par le carré de la fréquence est une constante pour chaque corps à une température déterminée. Ce fait est relativement bien vérifié, dans le domaine des fréquences utilisées au cours de cette étude, pour le toluène, l'acétone et le chloroforme (pour ce dernier corps, l'écart observé entre les deux valeurs de $\frac{\alpha_a}{N^2}$ peut tenir aux erreurs d'expérience qui sont plus grandes ici que pour des corps moins absorbants). Par contre, pour les autres liquides, la proportionnalité du coefficient d'absorption au carré de la fréquence n'est pas vérifiée. Pour l'acétate de méthyle, notamment, le quotient $\frac{\alpha_a}{N^2}$ dont la valeur théorique est $6,78 \cdot 10^{-17}$, décroît de 156 à $82,10^{-17}$ quand la fréquence croît de N_3 à N_7 . Pour le benzène, la valeur mesurée de $\frac{\alpha_a}{N^2}$ est plus grande pour la fréquence intermédiaire N_5 que pour les fréquences extrêmes N_3 et N_7 .

Le manque de précision de ces mesures, et l'étendue trop restreinte des fréquences utilisées font qu'il est impossible d'en déduire des conséquences certaines quant à la loi suivant laquelle l'absorption du son varie avec la fréquence.

Signalons enfin que les variations observées de α_a avec la température sont de l'ordre de celles que peuvent faire prévoir les variations avec la température des coefficients de viscosité; mais l'imprécision des mesures masque ces variations et il n'est possible d'en tirer aucune conclusion.

*
* *

Afin de pouvoir examiner plus complètement les raisons qui seraient susceptibles d'expliquer ce désaccord considéra-

ble entre l'expérience et la théorie, je vais rappeler sommairement la théorie classique de l'absorption du son.

2. Théorie de l'absorption du son. — L'intervention de phénomènes de viscosité dans l'absorption du son a été étudiée initialement par Stokes (15). L'amortissement provoqué par les phénomènes de conductibilité calorifique a été calculé par Kirchhoff; mais, dans ces deux études, il ne s'agissait que de la propagation du son dans les gaz.

P. Langevin a complété ces résultats et les a étendus au cas de la propagation du son dans les liquides. C'est l'exposé de ces questions qu'il fit au Collège de France en 1923 que je vais reproduire ci-dessous.

Préliminaires. — Considérons une masse liquide rapportée à trois axes de coordonnées rectangulaires $Oxyz$. Au point x, y, z , soient u, v, w les composantes de la vitesse du fluide au temps t . Les forces qui s'exercent par unité de surface sur les faces d'un parallélépipède élémentaire se décomposent en actions normales N et en actions tangentielles T , et sont fournies par le tableau et les équations ci-dessous, dans lesquelles sont utilisées les notations usuelles de la théorie de l'élasticité :

pour une face normale à Ox : $N_1 T_3 T_2$;

pour une face normale à Oy : $T_3 N_2 T_1$;

pour une face normale à Oz : $T_2 T_1 N_3$.

$$(23) \left\{ \begin{array}{ll} N_1 = \lambda \theta + 2\eta \frac{\partial u}{\partial x} - p & T_1 = \eta \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \\ N_2 = \lambda \theta + 2\eta \frac{\partial v}{\partial y} - p & T_2 = \eta \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \\ N_3 = \lambda \theta + 2\eta \frac{\partial w}{\partial z} - p & T_3 = \eta \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \end{array} \right.$$

p désigne la pression hydrostatique normale, θ est la dilatation cubique :

$$\theta = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = \text{div. } \vec{V}$$

qui est égale à la dérivée changée de signe de la condensation par rapport au temps

$$(24) \quad \theta = \operatorname{div} \vec{V} = - \frac{ds}{dt},$$

λ et η sont deux coefficients.

On admet, avec Stokes, que pour une dilatation isotrope du milieu dans toutes les directions, les actions de viscosité ne produisent aucun travail, c'est-à-dire que :

$$(25) \quad 3\lambda + 2\eta = 0.$$

Le coefficient η est le coefficient de viscosité du milieu.

Action mécanique des forces de viscosité. — Considérons un fluide parcouru par une onde élastique plane. Une tranche élémentaire, de section unité, comprise entre deux plans d'abscisses x et $x + dx$, a une masse ρdx . La pression, au point d'abscisses x est p ; la vitesse n'a de composante que suivant Ox ; dans ces conditions, l'équation fondamentale de la dynamique, appliquée à cette tranche de liquide fournit :

$$\rho_0 \frac{du}{dx} dx = - \frac{\partial p}{\partial x} + \text{force due à la viscosité}.$$

La force due aux actions de viscosité se calcule aisément en tenant compte de (23) et de (25); elle a pour expression :

$$F = \frac{4}{3} \eta \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} dx.$$

L'équation du mouvement de la tranche liquide considérée sera donc, compte tenu des actions de viscosité :

$$(26) \quad \rho_0 \frac{du}{dt} = - \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{4}{3} \eta \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}.$$

Cette équation a été obtenue par Stokes.

Dissipation calorifique du travail des forces de viscosité. — Lorsque l'on évalue le travail des forces de viscosité on est amené à distinguer deux termes : un terme correspondant

à un travail exécuté contre les forces extérieures et un terme correspondant à des actions de cisaillement. Ce second terme donne lieu à une dissipation d'énergie sous forme de chaleur. Lord Rayleigh (55) a donné l'expression de cette quantité de chaleur :

$$Q = \lambda \theta^2 + \eta \left[2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 \right].$$

Si on tient compte de (25) :

$$(27) \quad Q = \eta \left[2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right].$$

L'échauffement provoqué par cette dissipation de chaleur est, en général, très petit devant celui qui est dû aux compressions adiabatiques du liquide lors du passage de l'onde sonore. Outre que η est petit, ce dégagement est du second ordre en $\frac{\partial u}{\partial x}$ alors que les autres causes d'échauffement sont du premier ordre.

Cependant lorsque les amplitudes ultra-sonores cessent d'être infiniment petites, l'onde se propage, ainsi qu'il sera exposé plus loin, avec changement de type et la propagation provoque alors l'apparition de gradients de vitesse qui peuvent devenir très grands. Dans ce cas, la dissipation d'énergie considérée ici peut devenir considérable.

Dissipation d'énergie par conductibilité calorifique. — Lorsqu'un fluide est le siège de la propagation d'une onde sonore, une tranche élémentaire de ce fluide est soumise périodiquement à des compressions et à des détentes adiabatiques. A un instant donné, la compression est maximum dans le fluide pour une série de plans parallèles distants entre eux d'une longueur d'onde acoustique. Sur ces plans, à ce moment, l'échauffement par compression adiabatique

est maximum, et l'existence d'un gradient de température entre ces plans et ceux où la dépression est maximum va provoquer l'apparition d'un flux de chaleur par conductibilité calorifique.

Pour évaluer la variation de température provoquée dans une tranche liquide par le passage de l'onde sonore il faudra tenir compte :

a) de l'échauffement par compression adiabatique ;

b) des pertes de chaleur par conductibilité.

T désignant la température du liquide et p la pression, nous allons calculer la quantité $\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_s$ prise à entropie S constante.

On peut montrer que l'élévation de température provoquée pendant le temps dt dans une tranche liquide par le passage de l'onde a pour expression :

$$(28) \quad dT = \frac{\alpha T}{CJ\rho_0} dp + \frac{K}{\rho_0 C} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} dt.$$

J désignant l'équivalent mécanique de la colonne ;

α le coefficient de dilatation sous pression constante ;

C la chaleur spécifique ;

K le coefficient de conductibilité calorifique du milieu.

De (28) on tire :

$$(29) \quad \frac{dT}{dt} = \frac{\alpha T}{\rho_0 C J} \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{K}{\rho_0 C} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}.$$

Equation de propagation. — Pour établir l'équation de propagation du son dans les liquides il suffit d'associer l'équation d'état du fluide aux relations (26) et (29), qui tiennent compte des effets de viscosité et de conductibilité calorifique. Cette équation d'état peut se mettre sous la forme :

$$(30) \quad \frac{ds}{dt} = \gamma_T \frac{\partial p}{\partial t} - \alpha \frac{\partial T}{\partial t},$$

s désignant la condensation et μ_T le coefficient de compressibilité à température constante. Ce coefficient est d'ailleurs lié au coefficient de compressibilité adiabatique μ_s par la relation :

$$(31) \quad \mu_T - \mu_s = \frac{\alpha^2 T}{\rho_0 C_J}.$$

Cette dernière relation n'est d'ailleurs valable que si l'on suppose le coefficient α constant. Dans le cas contraire il faut écrire :

$$\mu_T - \mu_s = \frac{\rho T}{C_J} \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)^2.$$

A l'aide des relations (26), (29), (30), (31) et en tenant compte des équations suivantes bien connues (dans lesquelles a désigne l'élongation instantanée de l'onde sonore) :

$$s = -\frac{\partial a}{\partial x}, \quad u = \frac{\partial a}{\partial t}, \quad V_0 = \frac{1}{\sqrt{\mu_s \rho_0}},$$

on obtient l'équation de propagation suivante :

$$(32) \quad \frac{1}{V_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = \left(\frac{4\eta}{3\rho_0 V_0^2} + \frac{\alpha^2 K T}{\rho_0 J C^2} \right) \frac{\partial^3 p}{\partial x^2 \partial t}.$$

On peut satisfaire à cette équation par une expression de la forme :

$$p = p_0 e^{-\alpha_a x} \cos(\omega t - \beta x).$$

En déterminant les coefficients α_a et β par identification on obtient :

$$(33) \quad \begin{cases} \alpha_a = \frac{2\eta\omega^2}{3\rho_0 V_0^3} + \frac{\alpha^2 K T \omega^2}{2\rho_0 V_0 J C^2} \\ \beta^2 = \frac{\omega^2}{V_0^2} \left[1 + \frac{20}{9} \left(\frac{\eta}{\rho} \right)^2 \frac{\omega^2}{V_0^4} + \dots \right] \end{cases}$$

Pratiquement β est toujours très voisin de $\frac{\omega}{V_0}$ si bien que la loi de propagation est la suivante :

$$(34) \quad p = p_0 e^{-\alpha_a x} \cos \omega \left(t - \frac{x}{V_0} \right).$$

Dans l'expression de α_a le premier terme correspond aux effets de viscosité et le second aux effets de conductibilité calorifique. Pour la plupart des liquides c'est le terme de viscosité qui est de beaucoup le plus important. Le tableau XII donne les valeurs respectives de ces termes pour les liquides étudiés.

TABLEAU XII

Corps	$10^{17} \alpha_a / N^2$		
	Viscosité	Conducti- bilité	Total
Benzène	8,36	0,3	8,66
Toluène	7,56	0,28	7,84
Métaxylène	8,13	0,24	8,37
Acétate de méthyle	6,34	0,44	6,78
Acétate d'éthyle	7,95	0,31	8,26
Acétone	6,54	0,5	7,04
Chloroforme	10,045	0,057	10,1
Ether.	8,48	0,49	8,97
Eau	8,5	0,0064	8,5

Autres causes d'amortissement du son. — D'autres causes d'amortissement dans la propagation du son ont été signalées, mais elles sont surtout relatives au cas de la propagation dans les gaz. Je les indiquerai brièvement.

a) *Dissipation d'énergie par rayonnement.* — Un élément de volume dont la température s'est élevée par compression adiabatique va perdre de l'énergie par rayonnement. Ce mécanisme a été étudié par Stokes (56) et Lord Rayleigh (57) et il conduit, dans le cas des gaz, à un coefficient d'absorption :

$$\alpha'_a = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{q}{2V_0} ,$$

γ désignant le rapport des chaleurs spécifiques, et q un coefficient que Lord Rayleigh a mesuré dans le cas de l'air

($g = 0,4$). On obtient ainsi un coefficient d'absorption *indépendant de la fréquence* et dont la valeur pour l'air est $2,7 \cdot 10^{-6}$.

Ce mécanisme d'absorption ne semble pas devoir intervenir de manière appréciable dans le cas des liquides. En effet, ainsi que l'indique Lord Rayleigh, la perte d'énergie par rayonnement ne peut intervenir que si ce rayonnement n'est pas absorbé dans le milieu sur une distance de plusieurs longueurs d'onde, ce qui n'est pas le cas pour les liquides.

b) *Influence de la diffusion des constituants d'un mélange homogène.* — Traitant le cas de la propagation du son dans un mélange homogène, Y. Rocard (58), après avoir indiqué une nouvelle méthode lui permettant de retrouver les coefficients d'absorption déjà connus, tient compte des perturbations apportées par la diffusion des constituants au transfert de l'énergie et aux équations du mouvement. Les coefficients d'absorption ainsi introduits sont très faibles.

c) *Dispersion et absorption pour les gaz polyatomiques.* — De très nombreuses études ont été entreprises sur la propagation du son dans les gaz. Un exposé très complet de ces questions a été publié par E. Grossmann (14).

Du point de vue expérimental, les mesures ont surtout été exécutées à l'aide d'interféromètres ultra-sonores du type de celui établi par G. W. Pierce, et elles ont prouvé l'existence d'une dispersion et d'une absorption anormalement élevée. Cette absorption, qui est parfois 300 fois plus grande que ne le prévoit la théorie, ne varie pas proportionnellement au carré de la fréquence, le quotient $\frac{\alpha_a}{N^2}$ présentant un maximum pour une fréquence déterminée.

L'interprétation de ces anomalies a été donnée par divers auteurs, notamment par H. O. Kneser (59), D. G. Bourgin (60), E. Grossmann (61), P. S. H. Henry (62), etc., en se basant sur un calcul d'Einstein (63) relatif à la vitesse de propagation du son dans un gaz partiellement dissocié.

Dans un gaz dont les molécules possèdent de l'énergie de translation, de rotation et de vibration, la proportion des molécules excitées à un certain degré est fonction de la température. Le passage d'une onde sonore provoque des variations de température et, par conséquent, un changement dans l'équilibre des molécules aux différents états d'excitation, à condition toutefois que le temps d'établissement de cet équilibre soit petit vis-à-vis de la période des ultra-sons. Si, pour un quelconque de ces degrés de liberté, le temps d'établissement de l'équilibre cesse d'être négligeable devant la période des ultra-sons la chaleur spécifique correspondant à ce degré de liberté sera diminuée et la vitesse de propagation du son augmentera. C'est bien ce que montre l'expérience.

Par le même mécanisme on peut montrer que l'énergie de translation des molécules, et par conséquent la pression, acquiert une différence de phase avec les variations de densité provoquées par le passage de l'onde. Le diagramme pression-volume d'un élément du fluide, tracé pour un temps égal à la période des ultra-sons, est alors une courbe fermée dont l'aire représente de l'énergie sonore dissipée irréversiblement sous forme de chaleur. Les résultats quantitatifs de cette théorie sont en accord avec les observations expérimentales.

3. Examen de quelques possibilités d'explication. — *a)* Le faisceau ultra-sonore ayant, dans les expériences décrites ici, une section relativement petite, il est légitime de se demander si une absorption notable d'énergie ne se produit pas à la surface de séparation entre la zone de liquide soumise au rayonnement et celle qui reste au repos.

Pour élucider ce point, j'ai déterminé le coefficient d'absorption dans le toluène et dans l'acétate de méthyle à l'aide du dispositif expérimental décrit précédemment, puis en substituant au quartz émetteur un quartz de même épaisseur mais dont la face émettrice avait un périmètre égal aux

2/3 de celui utilisé antérieurement. Il n'a pas été observé, dans ces conditions, d'écart très sensible entre les résultats obtenus. Il ne semble donc pas que les phénomènes qui se passent sur cette surface de séparation soient susceptibles d'expliquer l'écart considérable qui subsiste entre les valeurs théoriques et expérimentales du coefficient d'absorption.

b) La propagation des ultra-sons mettant en jeu des gradients de vitesse qui peuvent être supérieurs à ceux qui sont utilisés dans la détermination des coefficients de viscosité, on peut se demander si le coefficient de viscosité est indépendant du gradient de vitesse. Cette question a été résolue par P. Langevin qui a établi théoriquement un critérium expérimental pour voir si le coefficient de viscosité dépend du gradient de vitesse. Les expériences entreprises à la suite de ce calcul ont montré que la plupart des liquides organiques sont normaux à ce point de vue. Un exposé de ces questions a été donné par J. Duclaux (64).

c) *Validité de l'hypothèse de Stokes.* — Les déterminations expérimentales des coefficients de viscosité mettent toujours en jeu des forces de frottement entre des couches liquides exerçant les unes sur les autres des actions tangentielles. Dans le groupe des équations fondamentales de l'élasticité (23) ce sont les forces du type :

$$T = \tau \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)$$

qui interviennent dans les mesures de viscosité.

Dans la propagation d'une onde plane les actions de viscosité interviennent en mettant en jeu la somme :

$$\lambda + 2\tau$$

et, dans la théorie de l'absorption du son, on admet, avec Stokes, que pour une compression ou une dilatation isotrope dans toutes les directions les forces de viscosité n'exécutent aucun travail, c'est-à-dire que :

$$3\lambda + 2\tau = 0.$$

Et on pose :

$$\lambda + 2\eta = \frac{4}{3} \eta.$$

Il est légitime de se demander si l'hypothèse de Stokes est encore valable pour des phénomènes se produisant à des fréquences aussi élevées. Dans le cas où on devrait écrire :

$$3\lambda + 2\eta = \varphi.$$

il faudrait substituer dans l'expression de α_u la quantité :

$$\frac{4}{3} \eta + \frac{\varphi}{3} \quad \text{à} \quad \frac{4}{3} \eta.$$

Cette question a été soulevée par M. Brillouin (65) dans son traité sur la viscosité.

d) *Déferlement des ondes ultra-sonores.* — Les équations établies précédemment pour l'étude de la propagation et de l'absorption des ondes ultra-sonores ne sont valables que si les elongations provoquées dans le fluide par le passage de l'onde sont infiniment petites.

Lorsque cette condition n'est plus remplie l'onde élastique, sinusoïdale au début de la propagation, se déforme progressivement. Au cours de ce changement progressif du type de l'onde, ainsi que dans la propagation d'une onde de type déformé, il apparaît des gradients de vitesse souvent considérables et il se produit, par conséquent, une dissipation supplémentaire d'énergie conformément à la relation (27).

Les conditions dans lesquelles le déferlement peut se produire, et l'étude des formes stables d'ondes de type déformé ont été examinées par P. Langevin dans son cours au Collège de France en 1923. C'est de ce cours, resté partiellement inédit, et dont certaines parties sont tirées de *The theory of Sound* de Lord Rayleigh, qu'est extrait l'exposé ci-dessous des phénomènes de déferlement.

CHAPITRE V

Etude du déferlement des ondes ultra-sonores.

Considérons un liquide parcouru par une onde ultra-sonore plane de pulsation ω . A une distance x de l'émetteur l'élongation provoquée par l'onde est a . Nous poserons :

$$\xi = x + a,$$

a étant une fonction de x et du temps t .

Si ρ_0 et ρ désignent la densité du fluide au repos et lors du passage de l'onde, l'équation de continuité s'écrit :

$$(35) \quad \frac{\partial \xi}{\partial x} = \frac{\rho_0}{\rho}.$$

L'application de la loi fondamentale de la dynamique à une tranche élémentaire de liquide donne :

$$(36) \quad \rho_0 \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = - \frac{\partial p}{\partial x}.$$

Comme la pression est une fonction de la densité, on peut écrire :

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{dp}{d\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x}$$

et, en tenant compte de (35) et de (36) :

$$(37) \quad \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \frac{dp}{d\rho} \frac{\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2}}{\left(\frac{\partial \xi}{\partial x}\right)^2},$$

ou :

$$\left(1 + \frac{\partial a}{\partial x}\right)^2 \frac{\partial^2 a}{\partial t^2} = \frac{dp}{d\rho} \frac{\partial^2 a}{\partial x^2}.$$

Si, dans cette expression, on néglige $\frac{\partial a}{\partial x}$ devant l'unité, on retrouve bien l'équation valable pour les petites amplitudes. Comme $\frac{dp}{d\zeta}$ est également une fonction de ρ , c'est-à-dire de $\frac{\partial \xi}{\partial x}$, on peut écrire :

$$(38) \quad \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = F \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} \right) \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2}.$$

C'est cette équation de propagation qui est seule correcte lorsque l'on ne peut pas négliger $\frac{\partial a}{\partial x}$ devant l'unité. On peut chercher alors quelle devrait être la loi de compressibilité d'un milieu qui transmettrait des ondes sonores avec une vitesse de propagation indépendante de l'amplitude. Il suffit, pour connaître cette loi, d'écrire que la relation (38) est de la forme :

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = V_0^2 \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2}.$$

On devrait avoir, par suite :

$$F \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} \right) = \frac{\frac{dp}{d\rho}}{\left(\frac{\partial \xi}{\partial x} \right)^2} = \frac{dp}{d\rho} \frac{\rho^2}{\rho_0^2} = V_0^2.$$

La loi de compressibilité d'un tel milieu serait donc :

$$p = \text{constante} - \frac{V_0^2 \rho_0^2}{\rho}.$$

La compressibilité serait donc d'autant plus grande que la densité serait élevée, ce qui n'est pas le cas des fluides naturels.

Il est donc possible d'affirmer que, sauf dans le cas des ondes de très faible amplitude, la propagation s'accompagnera d'un changement de type de l'onde.

Equation générale de propagation. — Soit u la vitesse de déplacement au point d'abscisse x :

$$u = \frac{\partial \xi}{\partial t}.$$

A l'onde principale, superposons une onde secondaire d'amplitude infiniment petite. Cette onde secondaire aura, par rapport au fluide en mouvement avec la vitesse u , une vitesse de déplacement du et une vitesse de propagation $\sqrt{\frac{dp}{d\rho}}$. Or, si ds désigne la condensation de l'onde secondaire :

$$du = ds \sqrt{\frac{dp}{d\rho}} \quad \text{avec} \quad ds = \frac{d\rho}{\rho}.$$

Nous pouvons donc écrire :

$$(39) \quad \left\{ \begin{array}{l} du = \sqrt{\frac{dp}{d\rho}} \frac{d\rho}{\rho}, \\ u = \int \sqrt{\frac{dp}{d\rho}} \frac{d\rho}{\rho}. \end{array} \right.$$

Ces équations, obtenues par Earnshaw (66), montrent que la vitesse u est une fonction de la densité du milieu et, par suite, en vertu de (35), une fonction de $\frac{\partial \xi}{\partial x}$. Nous pouvons donc écrire :

$$(40) \quad u = \frac{\partial \xi}{\partial t} = \varphi \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} \right).$$

Dérivons par rapport à t puis par rapport à x :

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \varphi' \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} \right) \frac{\partial^2 \xi}{\partial x \partial t},$$

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x \partial t} = \varphi' \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} \right) \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2},$$

et, par suite :

$$(41) \quad \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \varphi'^2 \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} \right) \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2}.$$

On retrouve bien la condition (38) à condition de poser :

$$\varphi' = \sqrt{F}.$$

Posons $\frac{\partial \xi}{\partial x} = \alpha$ et exprimons la différentielle $d\xi$:

$$d\xi = \frac{\partial \xi}{\partial x} dx + \frac{\partial \xi}{\partial t} dt = \alpha dx + \varphi(\alpha) dt.$$

Pour intégrer il suffit d'éliminer x entre les équations :

$$\begin{aligned}\xi &= \alpha x + \varphi(\alpha)t + \Phi(\alpha) \\ 0 &= x + \varphi'(\alpha)t + \Phi'(\alpha)\end{aligned}$$

Φ étant une fonction arbitraire. On obtient ainsi :

$$(42) \quad u = \Psi[\xi - (\varphi - \alpha\varphi')t]$$

Ψ désignant une fonction arbitraire.

Or :

$$\varphi(x) = u \quad F(x) = \frac{dp}{dx} \quad \varphi'(x) = \sqrt{F} = \pm \frac{1}{x} \sqrt{\frac{dp}{d\rho}}$$

La relation (42) peut donc se mettre sous la forme :

$$u = \Psi\left[\xi - \left(u + \sqrt{\frac{dp}{d\rho}}\right)t\right]$$

en prenant le signe correspondant à une onde se propageant dans le sens positif. La vitesse de propagation de la vitesse est donc égale à :

$$V = u + \sqrt{\frac{dp}{d\rho}}$$

et est fonction de la vitesse elle-même.

Nous allons chercher quelle est l'expression de V dans le cas des gaz parfaits et dans le cas des liquides.

Cas des gaz parfaits. — La loi de compressibilité adiabatique est :

$$p = B\rho^\gamma.$$

Par suite :

$$\frac{dp}{d\rho} = B\gamma\rho^{\gamma-1}.$$

La vitesse de propagation d'une onde d'amplitude infiniment petite étant V_0 :

$$V_0^2 = \left(\frac{dp}{d\rho}\right)_0 = B\gamma\rho_0^{\gamma-1}$$

et :

$$\frac{dp}{d\rho} = V_0^2 \left(\frac{\rho_0}{\rho} \right)^{1-\gamma} = V_0^2 \alpha^{1-\gamma}.$$

Comme nous avons établi que $\alpha\varphi'(\alpha) = -\sqrt{\frac{dp}{d\rho}}$

$$\alpha\varphi'(\alpha) = -V_0 \left(\frac{\rho_0}{\rho} \right)^{\frac{1-\gamma}{2}} = -V_0 \alpha^{\frac{1-\gamma}{2}}$$

$$\varphi'(\alpha) = -V_0 \alpha^{-\frac{1+\gamma}{2}}$$

et, en prenant les primitives des deux membres :

$$u = \varphi(\alpha) = \frac{2V_0}{\gamma-1} \left(\alpha^{\frac{1-\gamma}{2}} + C^{te} \right).$$

Pour déterminer la constante d'intégration il suffit de remarquer que pour $\alpha = 1$, $u = 0$. Donc :

$$u = \varphi(\alpha) = \frac{2V_0}{\gamma-1} \left(\alpha^{\frac{1-\gamma}{2}} - 1 \right).$$

La vitesse de propagation de la vitesse est donc :

$$\varphi - \alpha\varphi' = \frac{\gamma+1}{\gamma-1} V_0 \alpha^{\frac{1-\gamma}{2}} - \frac{2V_0}{\gamma-1}.$$

En tenant compte de ce que :

$$u = \frac{2V_0}{\gamma+1} \left(\alpha^{\frac{1-\gamma}{2}} - 1 \right)$$

on a la loi de propagation de la vitesse sous la forme suivante :

$$u = \Psi[\xi - (V_0 + \varepsilon u)t]$$

avec :

$$\varepsilon = \frac{\gamma+1}{2}.$$

Cas des liquides. — On peut mettre, en se limitant à deux termes, la loi de compressibilité sous la forme :

$$\rho = \rho_0[1 + a(p - p_0) - b(p - p_0)^2].$$

D'où on tire facilement :

$$\frac{dp}{d\rho} = \frac{1}{\sqrt{\rho_0^2 a^2 - 4\rho_0 b(\rho - \rho_0)}}.$$

Pour une valeur infiniment petite de l'amplitude, la vitesse de propagation a pour expression :

$$V_0 = \left(\sqrt{\frac{dp}{d\rho}} \right)_{\rho = \rho_0} = \frac{1}{\sqrt{\rho_0 a}}.$$

Pour une valeur finie de l'amplitude :

$$\begin{aligned} \sqrt{\frac{dp}{d\rho}} &= V_0 \left[1 - \frac{4b}{\rho_0 a^2} (\rho - \rho_0) \right]^{-\frac{1}{2}} \\ &\approx V_0 \left[1 + \frac{b}{\rho_0 a^2} (\rho - \rho_0) \right]. \end{aligned}$$

La vitesse de propagation de la vitesse sera donc :

$$V = u + \sqrt{\frac{dp}{d\rho}} = u + V_0 + V_0 \frac{b}{\rho_0 a^2} (\rho - \rho_0).$$

Si s désigne la condensation :

$$\rho - \rho_0 = s\rho_0 \quad \text{et} \quad u = sV_0.$$

Donc :

$$(43) \quad V = V_0 + \varepsilon u \quad \text{avec} \quad \varepsilon = 1 + \frac{b}{a^2}.$$

Établissement d'une discontinuité. — Représentons (fig. 29) la sinusoïde donnant à un instant t la courbe des vitesses u d'une onde non déformée.

L'élongation étant :

$$y = A \cos \omega \left(t - \frac{x}{V_0} \right),$$

cette courbe sera la représentation de :

$$u = -\omega A \sin \omega \left(t - \frac{x}{V_0} \right),$$

à un instant t quelconque; nous prendrons ce temps de manière que la courbe corresponde à :

$$u = \omega A \sin \frac{\omega x}{V_0}.$$

Des points tels que A vont donc se propager avec une vitesse :

$$V_0 + \varepsilon \omega A,$$

tandis que des points tels que B se propageront avec la vitesse :

$$V_0 - \varepsilon \omega A.$$

La courbe se déformera donc de manière à prendre une allure analogue à celle tracée en pointillés sur la figure.

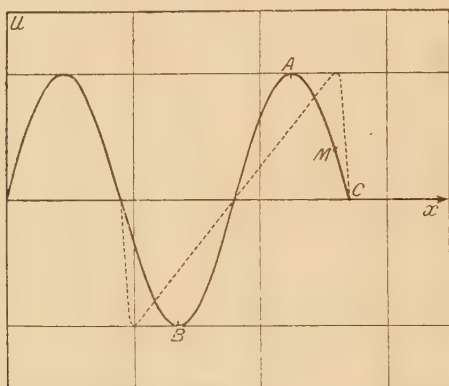


Fig. 29.

Nous allons chercher au bout de combien de temps l'abscisse d'un point tel que M, très voisin de C, sera devenue la même que celle de C. Au bout de ce temps il se sera établi une discontinuité.

La vitesse au point C est nulle et la vitesse de propagation de C est V_0 . Pour le point M :

$$du = \frac{\omega^2 A}{V_0} dx,$$

et la vitesse de propagation est :

$$V_0 + \varepsilon u = V_0 + \varepsilon \frac{\omega^2 A}{V_0} dx.$$

La vitesse relative de propagation de points tels que C et M est donc :

$$\varepsilon \frac{\omega^2 \Lambda}{V_0} dx.$$

et la discontinuité s'établira au bout du temps :

$$(44) \quad \tau = \frac{V_0 dx}{\omega^2 A \varepsilon dx} = \frac{V_0}{\omega^2 A \varepsilon} = \frac{\Lambda^2}{4\pi^2 V_0 \varepsilon A}.$$

Au bout de ce temps, l'onde aura parcouru un chemin :

$$(45) \quad d = V_0 \tau = \frac{\Lambda^2}{4\pi^2 A \varepsilon},$$

Λ étant la longueur d'onde des ultra-sons.

En réalité, les pertes d'énergie par viscosité et par conductibilité calorifique interviennent et empêchent la formation d'un front discontinu de l'onde. Celle-ci changera de type et prendra l'allure d'une « onde en dent de scie ». Avant d'indiquer les calculs relatifs à la propagation de ces ondes de type déformé, je vais montrer comment on peut tenir compte de l'existence d'un coefficient d'absorption dans le calcul de la distance d .

REMARQUE. — *Influence du coefficient d'absorption sur la détermination du parcours nécessaire à l'établissement d'une discontinuité.* — Soit a l'amplitude de l'onde :

$$a = A e^{-\alpha_a x} \cos \omega \left(t - \frac{x}{V_0} \right).$$

La vitesse :

$$u = \frac{\partial a}{\partial t} = -\omega A e^{-\alpha_a x} \sin \omega \left(t - \frac{x}{V_0} \right).$$

Nous représentons (fig. 30) la courbe de u en fonction de x à un instant tel que l'on ait, par exemple :

$$u = \omega A e^{-\alpha_a x} \sin \frac{\omega x}{V_0}.$$

La vitesse de propagation d'un point tel que C est V_0 . La vitesse de propagation de M, d'abscisse $x-y$ est :

$$V_0 + \varepsilon u = V_0 + \varepsilon \frac{\partial u}{\partial x} y,$$

à condition que y soit assez petit. Or :

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \omega A e^{-\alpha_a x} \left[-\alpha_a \sin \omega \left(t - \frac{x}{V_0} \right) + \frac{\omega}{V_0} \cos \omega \left(t - \frac{x}{V_0} \right) \right].$$

Pour le point C, on a $u = 0$, et par suite :

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\omega^2 A}{V_0} e^{-\alpha_a x}.$$

La vitesse de propagation de M sera donc :

$$V = V_0 + \frac{\varepsilon \omega^2 A}{V_0} e^{-\alpha_a x} y.$$

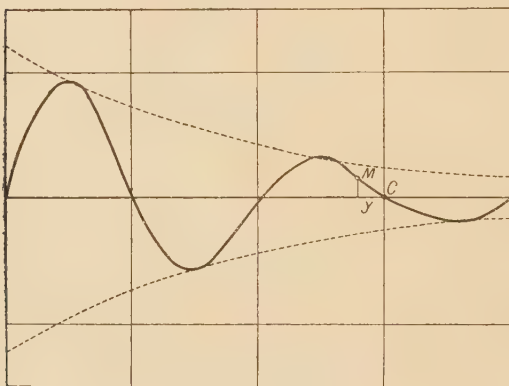


Fig. 30.

Le front d'onde sera donc devenu discontinu au bout d'un temps τ_1 tel que :

$$y + \int_0^{\tau_1} V_0 dt = \int_0^{\tau_1} \left(V_0 + \frac{\varepsilon \omega^2 A}{V_0} e^{-\alpha_a V_0 t} y \right) dt.$$

Ce temps a pour expression :

$$\tau_1 = -\frac{1}{\alpha_a V_0} \text{Log} \left(1 - \frac{\alpha_a V_0^2}{\varepsilon \omega^2 A} \right) = -\frac{1}{\alpha_a V_0} \text{Log} \left(1 - \frac{\alpha_a \Lambda^2}{4\pi^2 \varepsilon A} \right).$$

La distance d_1 au bout de laquelle le front discontinu peut s'établir a pour expression :

$$d_1 = V_0 \tau_1 = -\frac{1}{\alpha_a} \text{Log} \left(1 - \frac{\Lambda^2 \alpha_a}{4\pi^2 \varepsilon A} \right).$$

En développant en série et en se limitant aux deux premiers termes, on obtient (à condition que $\frac{\alpha_a \Lambda^2}{4\pi^2 \varepsilon \Lambda} < 1$).

$$(46) \quad d_1 = \frac{\Lambda^2}{4\pi^2 \varepsilon \Lambda} \left(1 + \frac{\alpha_a \Lambda^2}{8\pi^2 \varepsilon \Lambda} \right) = d \left(1 + \frac{\alpha_a d}{2} \right),$$

d désignant la valeur de d_1 dans le cas où α_a est supposé nul.

Lorsque $\frac{\alpha_a}{4\pi^2 \varepsilon \Lambda} \geq 1$ la distance d_1 devient imaginaire ce qui signifie que l'absorption est telle que le déferlement ne peut plus se produire.

Il est facile de voir que les corrections apportées à d , par cette formule, sont faibles dans le cas des expériences décrites ici.

..

La déformation progressive d'une onde sinusoïdale tend à la transformer en onde à front discontinu. Avant d'aborder

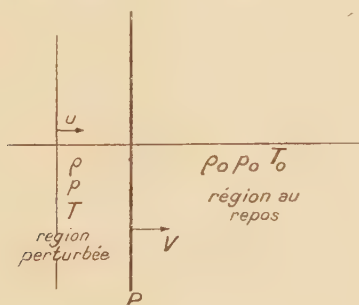


Fig. 31.

l'étude de la propagation d'une onde « en dent de scie » nous allons indiquer quelques notions concernant la propagation d'une discontinuité.

Propagation d'une discontinuité. 1° Relations de Hugoniot. — Hugoniot a traité le cas de la propagation dans un fluide d'un plan de perturbation P (fig. 31). En arrière de ce plan, mobile avec la vitesse V , le fluide perturbé est défini

par une densité ρ , une pression p , une température T , et une vitesse u des particules (on a toujours $u < V$). Dans la région antérieure, ces mêmes grandeurs ont pour valeurs respectives : ρ_0 , p_0 , T_0 et $u_0 = 0$.

Hugoniot a établi que les vitesses u et V sont données par les relations suivantes :

$$(47) \quad V = \sqrt{\frac{\rho(p - p_0)}{\rho_0(\rho - \rho_0)}}.$$

$$(48) \quad u = \sqrt{\frac{(p - p_0)(\rho - \rho_0)}{\rho\rho_0}}.$$

2^o *Influence des phénomènes de viscosité et de conductibilité.* — En réalité les phénomènes de viscosité et de conduc-

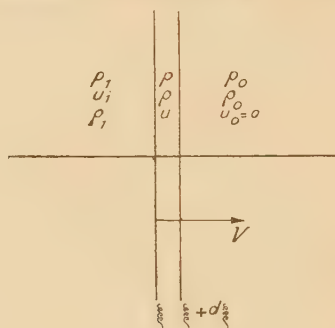


Fig. 32.

tibilité empêchent la propagation d'une discontinuité véritable. Entre la région perturbée et la région au repos existera une région de transition, région de dimensions finies. C'est la propagation de cette *couche de discontinuité* que nous allons étudier.

Considérons donc (fig. 32), un liquide défini au repos par p_0 , ρ_0 et $u_0 = 0$. Dans ce fluide se propage avec la vitesse V une couche de discontinuité dans laquelle nous considérons deux plans parallèles d'abscisses ξ et $\xi + d\xi$. Entre ces deux

plans les constantes physiques du fluide sont ρ , ρ et u . Enfin la région dans laquelle la perturbation s'est déjà propagée est définie par p_1 , ρ_1 et u_1 . Dans cette analyse, où nous ne traiterons que le cas des liquides, la température peut être considérée comme sensiblement constante.

Prenons, entre les plans ξ et $\xi + d\xi$, un cylindre de liquide, de section unité, et écrivons que, pendant le temps dt , il y a conservation de la masse et de la quantité de mouvement. L'équation de continuité s'obtient en écrivant que la variation de la masse :

$$\left(\rho + \frac{\partial \rho}{\partial t} dt \right) d\xi - \rho d\xi,$$

est égale à la différence des flux de matière traversant les faces d'abscisses ξ et $\xi + d\xi$:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} dt d\xi = \rho u dt - \left[\rho u + \frac{\partial(\rho u)}{\partial \xi} d\xi \right] dt.$$

Finalement on obtient :

$$(49) \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial \xi} = 0.$$

De la même manière, la quantité de mouvement va passer de la valeur :

$$\rho u d\xi$$

à :

$$\rho d\xi \left[u + \frac{du}{dt} dt \right] = \rho \left[u + \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial \xi} \right) dt \right] d\xi.$$

L'accroissement de la quantité de mouvement est donc :

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial \xi} \right) dt d\xi.$$

L'impulsion sur la face ξ a pour valeur, en tenant compte des actions de viscosité :

$$\left(\rho - \frac{4}{3} \tau_1 \frac{\partial u}{\partial \xi} \right) dt.$$

Sur la face $\xi + d\xi$:

$$\left[\left(\rho - \frac{4}{3} \tau_1 \frac{\partial u}{\partial \xi} \right) + \left(\frac{\partial \rho}{\partial \xi} - \frac{4}{3} \tau_1 \frac{\partial^2 u}{\partial \xi^2} \right) d\xi \right] dt.$$

L'équation de conservation de la quantité de mouvement est donc :

$$(50) \quad \rho \left(\frac{\delta u}{\delta t} + u \frac{\delta u}{\delta \xi} \right) = - \frac{\delta p}{\delta \xi} + \frac{4}{3} \eta \frac{\delta^2 u}{\delta \xi^2}.$$

Dans le cas où le fluide considéré est un gaz, il n'est plus possible de négliger les variations de température et la variable supplémentaire T s'introduit. On écrit alors, en outre des équations précédentes, l'équation de conservation de l'énergie. —

Les relations (49) et (50) se modifient grâce à la remarque suivante : le problème posé ici consiste à rechercher comment varieront p , ρ et u dans un régime permanent défini par le fait que la perturbation s'avance avec la vitesse V . Les grandeurs considérées ici seront donc fonction de $\xi - Vt$ et on aura toujours :

$$\frac{\delta}{\delta \xi} = - \frac{1}{V} \frac{\delta}{\delta t}.$$

Dans ces conditions l'équation de continuité (49) devient :

$$\frac{\delta}{\delta \xi} \rho(u - V) = 0,$$

ou, en intégrant :

$$\rho(u - V) = C^{te}.$$

La constante d'intégration se détermine en écrivant que pour $\rho = \rho_0$ on a $u = 0$. D'où :

$$(51) \quad \rho(V - u) = \rho_0 V.$$

L'équation de conservation de la quantité de mouvement (50) devient, de même :

$$- \rho_0 V \frac{\delta u}{\delta \xi} = - \frac{\delta p}{\delta \xi} + \frac{4}{3} \eta \frac{\delta^2 u}{\delta \xi^2}.$$

et, en intégrant :

$$p = C^{te} + \rho_0 V u + \frac{4}{3} \eta \frac{\delta u}{\delta \xi}.$$

De même que précédemment on obtient : $C^{te} = p_0$ de sorte que :

$$(52) \quad p = p_0 + \rho_0 V u + \frac{4}{3} \eta \frac{\delta u}{\delta \xi}.$$

Aux deux équations (53) et (54) il suffit d'adjoindre la loi de compressibilité du milieu pour déterminer complètement le problème

$$(53) \quad \rho = \rho_0 [1 + a(p - p_0) - b(p - p_0)^2].$$

Tirons ρ de (51) et substituons dans (53) :

$$\frac{V\rho_0}{V-u} - \rho_0 = \rho_0 [a(p - p_0) - b(p - p_0)^2 + \dots].$$

D'où, en se limitant aux termes en $(p - p_0)^2$:

$$(54) \quad b(p - p_0)^2 - a(p - p_0) + \frac{u}{V-u} = 0.$$

Supposons $p - p_0$ développé suivant les puissances croissantes de u :

$$(55) \quad p - p_0 = Au + Bu^2 + \dots$$

En substituant dans (53), et en se limitant aux termes en u^2 :

$$(bVA^2 + aA - aBV)u^2 - (aAV - 1)u = 0.$$

Cette relation devant être vérifiée quelle que soit la vitesse u on doit avoir :

$$A = \frac{1}{aV} \quad \text{et} \quad B = \frac{1 + \frac{b}{a^2}}{aV^2}.$$

En substituant dans (52) l'expression de $p - p_0$ tirée de (55) il vient :

$$(56) \quad u \left(\frac{1}{aV} - \rho_0 V \right) + \frac{\varepsilon}{aV^2} u^2 = \frac{4}{3} \eta \frac{\delta u}{\delta \xi}.$$

avec :

$$\varepsilon = 1 + \frac{b}{a^2}.$$

Lorsque $\frac{\partial u}{\partial \xi}$ est nul, cette équation admet deux solutions : d'une part $u = 0$ qui correspond à la région non perturbée du fluide; d'autre part

$$(57) \quad u = u_1 = \frac{V(a\rho_0 V^2 - 1)}{\varepsilon},$$

solution correspondant à la région déjà perturbée et dans laquelle toutes les particules ont la vitesse u_1 . L'équation (56) peut donc s'écrire :

$$\frac{\varepsilon}{aV^2} u(u - u_1) = \frac{4}{3} \eta \frac{\delta u}{\delta \xi},$$

ou :

$$(58) \quad d\xi = ru_1 \frac{du}{u(u - u_1)}.$$

en posant :

$$(59) \quad r = \frac{4\eta a V^2}{3\varepsilon u_1} = \frac{4\eta V^2}{3\rho_0 V_0^2 \varepsilon u_1} \quad \text{car } V_0^2 = \frac{1}{\rho_0^2}.$$

L'intégration de (59) donne la loi de répartition de la vitesse dans la tranche de discontinuité :

$$(60) \quad u = \frac{u_1}{2} \left(1 - \operatorname{th} \frac{\xi}{2r} \right).$$

Si on tient compte de la propagation il faut écrire :

$$u = \frac{u_1}{2} \left(1 - \operatorname{th} \frac{\xi - Vt}{2r} \right).$$

Cette loi est représentée par la courbe de la figure 33. Pour définir l'épaisseur de la tranche de discontinuité on peut convenir de la limiter aux plans d'abscisses ξ_1 et ξ_2 pour lesquels la vitesse u a les valeurs 0,999 u_1 et 0,001 u_1 . On obtient ainsi :

$$\xi_1 = -\xi_2 = -7r.$$

L'épaisseur de la couche de discontinuité est ainsi : $14r$.

Propagation de l'onde en dent de scie. — Le problème précédent traite de la propagation d'une discontinuité dans un milieu dont la partie antérieure au front d'onde est toujours à l'état de repos.

Dans le cas de la propagation d'une onde déformée par déferlement la discontinuité s'établit entre deux régions du fluide pour lesquelles les vitesses des particules sont respec-

tivement u_1 et $-u_1$. La vitesse de propagation V étant, en général, très grande par rapport à u , on peut, en première approximation, passer du problème précédent à celui qui

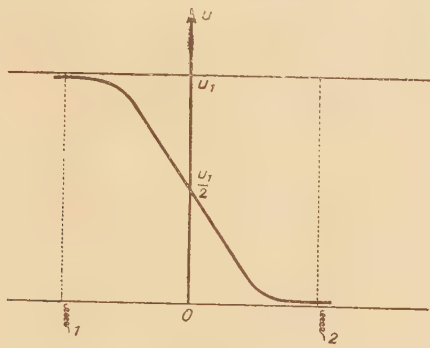


Fig. 33.

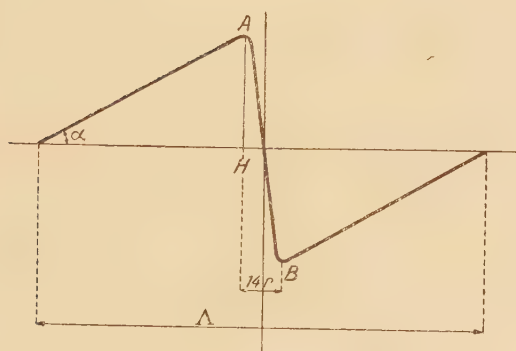


Fig. 34.

nous occupe en considérant la propagation d'une discontinuité $2u_1 \rightarrow 0$ se produisant dans un milieu animé d'un mouvement d'ensemble de vitesse $-u_1$. Ce raisonnement approché permet de représenter (fig. 34) la forme de l'onde en dent de scie ; la discontinuité AB a pour équation :

$$u = -u_1 \operatorname{th} \frac{\xi}{2r}.$$

Il est bien évident que ce type d'onde n'est stable que si la couche de discontinuité est très petite par rapport à la longueur d'onde Λ . Nous avons indiqué (45) le parcours au bout duquel une onde sinusoïdale est susceptible de se transformer en onde à front discontinu. A cette relation il y a lieu d'ajouter la condition suivante :

$$(61) \quad 14r \ll \Lambda$$

avec :

$$r = \frac{2\eta V^2}{3c_0 V_0^2 \varepsilon u_1} \sim \frac{2\eta}{3c_0 \varepsilon u_1}.$$

Au cours de la propagation ce type d'onde subsistera tant

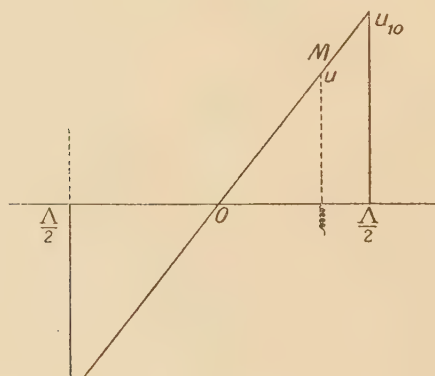


Fig. 35.

que la condition (61) restera satisfaite. Les pertes d'énergie par viscosité et par conductibilité calorifique provoqueront une diminution simultanée de la pente α et de l'amplitude de vitesse AH (fig. 34); la largeur de la couche de discontinuité s'accroîtra et on reviendra donc progressivement vers une onde de type sinusoïdal.

Variation de l'amplitude de vitesse en fonction du temps. — Considérons le cas d'une onde en dent de scie avec

discontinuité brusque (fig. 35). Soit u_{10} la valeur maximum de la vitesse au temps 0. Pour un point M on aura :

$$u_0 = \xi \frac{u_{10}}{\frac{1}{2} \Lambda} = K_0 \xi$$

en posant :

$$K_0 = \frac{2u_{10}}{\Lambda} .$$

La loi de propagation de la vitesse est de la forme :

$$u = f[\xi - (V_0 + \varepsilon u)t] .$$

Comme, pour $t = 0$, $u = K_0 \xi$, on a :

$$\begin{aligned} u &= K_0[\xi - (V_0 + \varepsilon u)t] \\ u(1 + K_0 \varepsilon t) &= K_0(\xi - V_0 t) . \end{aligned}$$

Après un temps t la portion d'onde représentée sur la figure 35 aura exécuté une translation $V_0 t$ et la nouvelle ordonnée du point M sera donnée par :

$$\begin{aligned} u(1 + K_0 \varepsilon t) &= K_0 \xi \\ (62) \quad u &= \frac{K_0 \xi}{1 + K_0 \varepsilon t} . \end{aligned}$$

La vitesse maximum de l'onde sera donc à ce moment :

$$u_1 = \frac{K_0 \frac{\Lambda}{2}}{1 + K_0 \varepsilon t} = \frac{u_{10}}{1 + \frac{2u_{10}\varepsilon t}{\Lambda}} .$$

De la même manière, l'inclinaison de la droite des vitesses varie au cours du temps conformément à la relation :

$$\frac{du}{d\xi} = \frac{K_0}{1 + K_0 \varepsilon t} .$$

L'amplitude de la vitesse sera réduite à la moitié de sa valeur, et par conséquent l'énergie au quart de sa valeur, au bout d'un temps :

$$\tau' = \frac{1}{K_0 \varepsilon} = \frac{\Lambda}{2u_{10}\varepsilon}$$

c'est-à-dire au bout d'un parcours :

$$(63) \quad d' = \frac{V_0 \Lambda}{2u_{10}\varepsilon}.$$

Cette relation ne tient évidemment pas compte de l'amortissement qui résulte de la dissipation d'énergie sous forme de chaleur. Dans le cas théorique du front d'onde discontinu l'énergie dissipée sous forme de chaleur est d'ailleurs infinie (relation 27).

Application de la théorie du déferlement à l'examen critique des mesures d'absorption. — Pour examiner si le déferlement est responsable de l'absorption anormalement élevée qui a été observée il y a lieu tout d'abord de calculer la distance d (équation 45) au bout de laquelle une discontinuité peut s'établir.

1° Dans le cas où d est de beaucoup supérieur aux distances de la source auxquelles les mesures ont été exécutées le déferlement ne peut être mis en cause.

2° Si, au contraire, d est petit par rapport à ces distances il y a lieu d'examiner si l'épaisseur de la couche de discontinuité est très petite par rapport à la longueur d'onde ultrasonore. Dans l'affirmative on se trouvait donc bien en présence de la propagation d'une onde de type déformé dont l'absorption est beaucoup plus rapide que celle d'une onde sinusoïdale.

3° Dans le cas où d est de l'ordre de grandeur des distances de l'émetteur auxquelles les mesures ont été réalisées, le déferlement n'a pas eu le temps de provoquer une déformation complète du type de l'onde. Toutefois au cours du redressement progressif du front d'onde apparaissent des gradients de vitesse toujours croissants qui provoquent une absorption supplémentaire difficile à évaluer.

L'étude de la possibilité de déferlement nécessite la connaissance des grandeurs A et ε . L'amplitude A des ondes ultra-sonores sera déterminée à partir des caractéristiques

du quartz émetteur, des constantes élastiques du liquide et de l'intensité du courant de haute fréquence qui excite le quartz. ϵ sera déterminé à partir des lois de compressibilité des liquides étudiés.

Détermination de A. — P. Langevin (67) a établi que lorsqu'une lame de quartz munie d'armatures d'inertie négligeable, immergée d'un seul côté dans un liquide, émet des ultra-sons dans celui-ci, la déformation maximum du cristal a pour expression :

$$\frac{2m\delta U}{(2n+1)\pi},$$

δ désignant le module piézo-électrique, U l'amplitude de la différence de potentiel appliquée au cristal, n un nombre entier indiquant le mode de vibration du cristal et m le rapport :

$$m = \frac{\rho_1 V_1}{\rho_0 V_0},$$

ρ et V désignant avec l'indice 1 la densité et la vitesse de propagation du son dans le quartz, et avec l'indice 0 ces mêmes grandeurs dans le liquide.

Lorsque, et ce fut le cas dans les mesures exécutées à la fréquence N_7 , le quartz est entièrement immergé dans le liquide, l'amplitude a une valeur moitié de celle indiquée précédemment.

D'autre part, on peut admettre, en première approximation, que le quartz émetteur d'ultra-sons est équivalent au point de vue électrique à un condensateur associé en série avec une résistance dite « résistance de rayonnement » dont la valeur est :

$$\text{pour un quartz immergé d'un seul côté : } R = \frac{16m^2\delta^2\rho_0V_0}{K^2l},$$

$$\text{pour un quartz immergé des deux côtés : } R = \frac{8m^2\delta^2\rho_0V_0}{K^2l},$$

K étant le pouvoir inducteur spécifique du quartz, et l le rapport $\frac{S}{\Lambda_1^2}$ de la surface émettrice S au carré Λ_1^2 de la lon-

gueur d'onde des ultra-sons dans le quartz. Dans les expériences décrites ici les résistances R sont négligeables devant l'impédance $\frac{1}{C\omega}$ du condensateur constitué par le quartz ($C = 52 \text{ cm. } 6$) si bien qu'on aura une bonne approximation de U en prenant :

$$U = \frac{I}{C\omega}.$$

I étant l'intensité maximum du courant dans le quartz.

Le tableau XIII donne les valeurs de $\frac{A}{I_{\text{eff}}}$ pour les liquides au sujet de la compressibilité desquels des données numériques suffisantes sont connues pour qu'il ait été également possible de déterminer ϵ .

TABLEAU XIII

Corps	m	$A/I_{\text{eff.}} \text{ (C. G. S.)}$ Pour un quartz immergé d'un seul côté		
		$n = 1$	$n = 2$	$n = 3$
Eau	9,9	1,214 10^{-16}	4,372 10^{-17}	2,23 10^{-17}
Benzène . . .	12,37	1,526 10^{-16}	5,462 10^{-17}	2,788 10^{-17}
Chloroforme .	9,74	1,194 10^{-16}	4,301 10^{-17}	2,195 10^{-17}
Ether. . . .	20	2,45 10^{-16}	8,83 10^{-17}	4,507 10^{-17}

Calcul de ϵ . — Les données numériques concernant la compressibilité des liquides sont peu nombreuses, sauf pour l'eau et l'éther. J'ai utilisé, dans ce qui suit, les valeurs moyennes de la compressibilité entre des pressions p et p' :

$$\epsilon = \frac{1}{V} \frac{V - V'}{p' - p}$$

pour déterminer les coefficients de la loi de compressibilité mise sous la forme :

$$(64) \quad \rho = \rho_0 [1 + a(p - p_0) - b(p - p_0)^2 + c(p - p_0)^3].$$

Il faut remarquer en outre :

1^o Que les compressibilités moyennes fournies par les tables de constantes sont relatives à des intervalles de pressions incomparablement plus grands que ceux qui sont mis en jeu dans la propagation des ultra-sons ;

2^o Que ces compressibilités correspondent à des transformations isothermes alors que la propagation du son met en jeu des compressions adiabatiques. Si on connaissait à différentes pressions les valeurs du coefficient vrai de dilatation : $\frac{1}{v} \left(\frac{dv}{dT} \right)_p$, on pourrait, par application de (31) établir une loi du type de la relation (64) et qui correspondrait de manière approchée à des compressions adiabatiques.

Cas de l'eau. — Il résulte des nombres d'Amagat que pour l'eau à 20^o on peut poser :

$$a = 0,513 \cdot 10^{-4}, \quad b = 5 \cdot 10^{-9}.$$

Par conséquent :

$$\varepsilon = 1 + \frac{b}{a^2} = 3.$$

Dans les mesures relatives à la fréquence N_5 l'intensité du courant dans le quartz était de l'ordre de 0,33 amp. et par suite :

$$I_{\text{eff}} = 10^9 \text{ C. G. S. K.}$$

L'amplitude A est alors (tableau XIII) :

$$A = 4,372 \cdot 10^{-8} \text{ cm.}$$

La longueur d'onde dans l'eau :

$$\Lambda = \frac{1,485 \cdot 10^5}{7,9578 \cdot 10^6} = 1,865 \cdot 10^{-2} \text{ cm.}$$

La distance au bout de laquelle le déferlement produirait un front d'onde discontinu a donc ici pour valeur :

$$d = \frac{\Lambda^2}{4\pi^2 A \varepsilon} = 67 \text{ cm.}$$

Cette distance est nettement supérieure à celles qui ont été utilisées dans les mesures par la méthode optique (20 cm. environ au maximum). Pour les mesures exécutées à l'aide de la pression de radiation l'amplitude A était plus faible, environ $3 \cdot 10^{-8}$ cm., ce qui conduit à $d = 98$ cm. Des mesures ont été, dans cette méthode, exécutées à des distances de cet ordre et il est possible que la déformation du type de l'onde ait influé sur les mesures.

Examinons si, dans le cas où elle s'établirait, une onde en dent de scie serait stable. La vitesse maximum des particules du fluide est :

$$u_1 = \omega A.$$

Par suite, en appliquant (61) :

$$r = \frac{2\eta}{3\rho_0 \varepsilon u_1} = \frac{2\eta}{3\rho_0 \varepsilon \omega A}.$$

On obtient ici pour l'épaisseur de la tranche de discontinuité :

$$14r \approx 1,4 \cdot 10^{-2}.$$

Cette épaisseur étant du même ordre de grandeur que la longueur d'onde acoustique, la forme d'onde « en dent de scie » n'est pas stable.

Cas du benzène. — La compressibilité moyenne du benzène à 20° est :

entre	10^6 et $2 \cdot 10^6$ baryes.	. . .	94	10^{-12} C. G. S.
	10^8 et $3 \cdot 10^8$ baryes.	. . .	77,68	10^{-12} C. G. S.
	$3 \cdot 10^8$ et $5 \cdot 10^8$ baryes.	. . .	66,46	10^{-12} C. G. S.

En calculant les expressions de ces compressibilités moyennes à partir de la formule (64) et en identifiant, on obtient :

$$\begin{aligned} a &= 9,406 \cdot 10^{-11}, \\ b &= 4,154 \cdot 10^{-20}, \\ c &= 1,71 \cdot 10^{-29}. \end{aligned}$$

Le coefficient de compressibilité à température constante a pour valeur :

$$\mu_T = a.$$

Pour obtenir le coefficient de compressibilité adiabatique μ_s , il suffit d'appliquer la relation (31) :

$$\mu_T = \mu_s + \frac{\alpha^2 T}{\rho C_p}$$

qui fournit ici :

$$\mu_s = 6,393 \cdot 10^{-11}.$$

A titre de vérification nous pouvons calculer la vitesse du son dans le benzène :

$$V = \frac{1}{\sqrt{\mu_s \rho}} = 1,324 \cdot 10^5,$$

valeur en excellent accord avec celle déterminée par Freyer, Hubbard et Andrews (68) à l'aide de l'interféromètre ultra-sonore.

Le coefficient ϵ est ici :

$$\epsilon = 1 + \frac{b}{a^2} = 5,7.$$

Evaluons maintenant A. Pour les mesures exécutées à la fréquence N_5 on avait $I = 0,33 \text{ amp.} = 10^9 \text{ C. G. S. K.}$ et par suite (tableau XIII) $A = 5,46 \cdot 10^{-8} \text{ cm.}$

Pour les mesures exécutées à la fréquence N_3 :

$$I = 0,11 \text{ amp.} = 33 \cdot 10^7 \text{ C. G. S. K. et } A = 5 \cdot 10^{-8} \text{ cm.}$$

Les longueurs d'onde respectives étant $1,665 \cdot 10^{-2}$ et $2,77 \cdot 10^{-2}$ les distances au bout desquelles une discontinuité pourrait s'établir sont :

$$\begin{array}{ll} \text{pour } N_5. & \dots \dots \dots d = 22 \text{ cm. } 6 \\ \text{pour } N_3. & \dots \dots \dots d = 68 \text{ cm.} \end{array}$$

Ces distances sont nettement supérieures à celles qui ont servi aux observations, la forte absorption dans le benzène obligeant à opérer au voisinage du quartz émetteur (à 10 cm. au maximum). Il est, en outre, facile de voir que dans les conditions expérimentales présentes une onde en dent de scie ne saurait s'établir. Calculons, en effet, la valeur

de r (61) : pour le benzène on a $\eta = 0,00642$, $\rho = 0,88$ ce qui conduit en tenant compte des valeurs de A à :

$$\text{pour } N_3. \quad . \quad . \quad r = 0,57 \cdot 10^{-4} \text{ et } 14r \approx 8 \cdot 10^{-3}$$

$$\text{pour } N_5. \quad . \quad . \quad r = 3,33 \cdot 10^{-4} \quad 14r \approx 4,4 \cdot 10^{-3}$$

Dans les deux cas l'épaisseur $14r$ de la tranche de discontinuité est du même ordre de grandeur que la longueur d'onde.

Gaz du chloroforme. — La compressibilité du chloroforme a été étudiée par Richards et Stull (69). Les valeurs du coefficient moyen sont, à 20^0 :

$$\text{entre } 0 \text{ et } 10^8 \text{ baryes.} \quad . \quad . \quad 9,2766 \cdot 10^{-11} \text{ C. G. S.}$$

$$10^8 \text{ et } 2 \cdot 10^8 \text{ baryes.} \quad . \quad . \quad 8,783 \cdot 10^{-11} \text{ C. G. S.}$$

$$2 \cdot 10^8 \text{ et } 3 \cdot 10^8 \text{ baryes.} \quad . \quad . \quad 7,895 \cdot 10^{-11} \text{ C. G. S.}$$

En utilisant ces nombres on trouve pour les coefficients de la loi de compressibilité (64) :

$$a = 9,645 \cdot 10^{-11}$$

$$b = 3,24 \cdot 10^{-20}$$

$$c = 1,298 \cdot 10^{-29}$$

A partir de la valeur de a on peut, à titre de vérification, calculer le coefficient de compressibilité adiabatique μ_s . On trouve :

$$\mu_s = 6,335 \cdot 10^{-11}.$$

Ce qui conduit à la valeur suivante de la vitesse du son :

$$V = 1,034 \cdot 10^5 \text{ cm./sec.}$$

La valeur déterminée expérimentalement est :

$$V = 1,0025 \cdot 10^5.$$

L'écart entre ces deux valeurs peut sans doute s'expliquer par le fait que les intervalles de pression utilisés dans le calcul de a , b et c sont trop grands.

On peut également déterminer ces coefficients de la manière suivante : évaluer μ_s à partir de la valeur expérimentale de la vitesse du son ; en déduire a puis utiliser les

nombres de Richards et Stull pour calculer b et c . On obtient ainsi :

$$a = 10,046 \cdot 10^{-11}$$

$$b = 3,187 \cdot 10^{-20}$$

$$c = 2,236 \cdot 10^{-28}$$

En utilisant ces deux séries de valeurs de a , b et c , on obtient respectivement pour ε : 4,16 et 4,48. Nous prendrons $\varepsilon = 4,5$.

a) *Mesures exécutées à la fréquence N_3 .* — L'intensité I est comprise entre 0,035 et 0,1 amp. soit entre 1,05 et $3 \cdot 10^8$ C. G. S. K. Le tableau XIII donne alors pour A les limites 1,25 et $3,58 \cdot 10^{-8}$ cm. D'autre part la longueur d'onde des ultra-sons est $\Lambda = 2,1 \cdot 10^{-2}$ cm. On obtient ainsi pour la distance d les limites 70 et 200 cm. Ces distances sont très supérieures à celles qui ont été utilisées dans les mesures. D'autre part, en adoptant pour la viscosité et la densité du chloroforme les valeurs (à 20°) :

$$\eta = 5,8 \cdot 10^{-3} \quad \rho = 1,489$$

on obtient pour l'épaisseur de la tranche de discontinuité des valeurs comprises entre $7,5 \cdot 10^{-3}$ et $2,15 \cdot 10^{-2}$ c'est-à-dire des épaisseurs du même ordre de grandeur que la longueur d'onde.

b) *Mesures exécutées à la fréquence N_5 .* — Au cours des essais effectués à cette fréquence l'intensité a varié entre les limites extrêmes 0,19 et 0,63 amp. Les amplitudes A correspondantes sont 2,45 et $8,12 \cdot 10^{-8}$ cm. La longueur d'onde est $\Lambda = 0 \text{ cm. } 0126$. Les valeurs extrêmes de la distance d sont, dans ces conditions de 11 et 36 cm. Les valeurs correspondantes de l'épaisseur de la tranche de discontinuité sont : 6,6 et $2 \cdot 10^{-3}$ cm.

La distance maximum du quartz à laquelle des mesures aient été exécutées ici est 6 cm. Il semble donc que, au moins pour les mesures exécutées aux points les plus

éloignés du quartz, la déformation du type de l'onde puisse se produire suffisamment pour influencer sur les mesures.

Il y a lieu de remarquer que pour les mesures exécutées à la fréquence N_3 les conditions requises pour une déformation sensible du type de l'onde ne sont pas remplies, et ce fait peut peut-être expliquer que le quotient $\frac{\alpha_n}{N^2}$ obtenu à la fréquence N_5 est de 5,5 0/0 plus élevé que celui obtenu pour N_3 .

Cas de l'éther. — L'étude de la compressibilité de l'éther a été effectuée par Amagat (70). Les valeurs du coefficient moyen sont, à 20° :

entre	1 et 50 atm.	.	176,1. 10 ⁻⁶ atm./cm ²
	50 et 100 atm.	.	158,4. 10 ⁻⁶ atm./cm ²
	100 et 200 atm.	.	144,8. 10 ⁻⁶ atm./cm ²
	200 et 300 atm.	.	125 . 10 ⁻⁶ atm./cm ²

En opérant comme précédemment on trouve :

$$a = 188,15 \cdot 10^{-6} \text{ atm./cm}^2$$

$$b = 23,18 \cdot 10^{-8} \text{ atm./cm}^2$$

$$c = 44,01 \cdot 10^{-11} \text{ atm./cm}^2$$

En calculant μ_s à partir de $\mu_T = a = 185,7 \cdot 10^{-12}$ C. G. S. et de la relation (31) on obtient : $\mu_s = 135,8 \cdot 10^{-12}$ C. G. S. ce qui conduit pour la vitesse du son à la valeur :

$$V = \frac{1}{\sqrt{\mu_s \rho}} = 1,015 \cdot 10^5,$$

en excellent accord avec les déterminations expérimentales.

Les valeurs précédentes des coefficients de la loi de compressibilité conduisent à :

$$\varepsilon = 1 + \frac{b}{a^2} = 7,54.$$

On peut essayer ici de calculer la valeur de ε dans le cas d'une loi de compressibilité adiabatique. Amagat a donné

les valeurs suivantes du coefficient moyen de dilatation de l'éther sous une pression de 50 atmosphères :

$$\begin{array}{ll} \text{entre } 0 \text{ et } 20^0 . & 151 \cdot 10^{-5} \\ 20 \text{ et } 40^0 . & 166 \cdot 10^{-5} \end{array}$$

En écrivant que le volume d'une masse donnée d'éther à la température θ sous la pression de 50 atmosphères est de la forme :

$$V = V_0(1 + a_1\theta + b_1\theta^2),$$

on trouve :

$$\begin{array}{ll} a_1 = 141,49 \cdot 10^{-5} \\ b_1 = 5 \cdot 10^{-6} \end{array}$$

On peut en déduire le coefficient vrai de dilatation à 20^0 sous 50 atmosphères :

$$\alpha_{50} = \frac{1}{V} \frac{dV}{d\theta} = 165,6 \cdot 10^{-5}.$$

Ayant calculé la densité à 20^0 sous 50 atmosphères $\rho = 0,721$, on peut évaluer la différence $\mu_T - \mu_S$ sous 50 atmosphères. On trouve ainsi :

$$(\mu_T - \mu_S)_{50} = 44,77 \cdot 10^{-12} \text{ C. G. S.},$$

en supposant que la chaleur spécifique C n'a pas varié. Supposons que pour des compressions adiabatiques on puisse écrire :

$$\rho = \rho_0[1 + a'(p - p_0) - b'(p - p_0)^2],$$

nous déterminerons a' et b' en écrivant que pour $p - p_0$ très petit et pour $p - p_0 = 50$ atmosphères la différence $\mu_T - \mu_S$ a les valeurs indiquées précédemment. On obtient ainsi :

$$\begin{array}{ll} a' = 135,8 \cdot 10^{-12} \text{ C. G. S.} \\ b' = 18,15 \cdot 10^{-20} \text{ C. G. S.} \end{array}$$

ce qui conduit à :

$$\varepsilon' = 1 + \frac{b'}{a'^2} = 10,8.$$

a) *Mesures exécutées à la fréquence N_5 .* — Les valeurs extrêmes de I ont été : 0,145 et 0,25 amp. Les valeurs correspondantes de l'amplitude A sont 3,8 et 6,6 10^{-8} cm. Ceci conduit à des distances d comprises entre 14 et 8 cm., en adoptant pour ε la valeur 7,54. Les distances d'observation étant ici souvent supérieures à 10 cm. la déformation du type d'onde a dû certainement perturber les mesures. Le calcul de l'épaisseur de la couche de discontinuité donne ici les valeurs 2,2 10^{-3} et 1,3 10^{-3} alors que la longueur d'onde est $\Lambda = 1,26 \cdot 10^{-2}$.

b) *Mesures exécutées à la fréquence N_7 .* — Les valeurs extrêmes de I sont : 0,5 et 0,9 amp. En tenant compte du fait que le quartz était immergé des deux côtés, on obtient pour l'amplitude A les limites : 3,44 et 6,08 10^{-8} cm., ce qui conduit à des valeurs de la distance d de 8,6 et 4 cm. Les distances d'observation ayant été de l'ordre de 9 cm. le déferlement a , comme pour le cas des mesures à la fréquence N_5 , dû intervenir.

Les valeurs limites de l'épaisseur de la couche de discontinuité sont 1,76 10^{-3} et 10^{-3} cm. alors que la longueur d'onde est $\Lambda = 9 \cdot 10^{-3}$.

Il résulte de cet examen que les mesures effectuées sur l'éther sont entachées d'erreur d'une part par le fait des pertes d'énergie qui sont la conséquence d'une déformation du type de l'onde et d'autre part parce que le principe même de la méthode de mesure devient contestable.

CONCLUSIONS

Il ressort de l'ensemble des résultats présentés dans ce travail que la théorie classique de l'absorption du son ne rend pas compte des phénomènes observés dans la propagation d'ondes ultrasonores dans les liquides, pour des fréquences comprises entre 4 et 11 millions par seconde.

Dans les perturbations apportées à l'équilibre d'une molécule d'un liquide intervient un temps de relaxation qui est très petit par rapport aux périodes des ondes ultrasonores utilisées, et dont l'influence ne semble pas pouvoir être mise en cause.

Il ne semble pas que, pour la plupart des corps étudiés, la déformation du type d'onde par déferlement puisse être invoquée pour expliquer l'écart entre la théorie et l'expérience. Il faut toutefois remarquer que l'établissement d'une discontinuité pourrait se produire pour des distances inférieures à celles qui ont été indiquées, étant donnée l'incertitude qui règne sur la détermination du coefficient ϵ en raison du peu de données numériques connues sur la compressibilité des liquides. Cette question pourrait être tranchée par l'expérience en développant une méthode permettant l'étude de l'absorption des ondes ultrasonores de haute fréquence et de très faible amplitude. La méthode optique décrite dans ce travail paraît susceptible d'être adaptée à ce genre de mesures, à condition d'y adjoindre un amplificateur à courant continu pour la mesure des variations de courant de la cellule photo-électrique. Parallèlement à ceci il serait utile d'étudier, par une méthode d'impulsions, l'absorption d'ultrasons de grande intensité, et également

d'étendre ces mesures à des fréquences plus basses (de l'ordre de 10^5) de façon à se trouver dans des conditions telles que le déferlement ne puisse se produire et à pouvoir examiner sur une grande étendue de fréquences les variations du quotient $\frac{\alpha_a}{N^2}$ du coefficient d'absorption par le carré de la fréquence.

Enfin il y a lieu de remarquer que si l'hypothèse de Stokes relative à l'absence d'actions de viscosité pour une compression ou une dilatation isotropes cesse d'être valable, il devient illégitime d'utiliser, dans les formules donnant le coefficient d'absorption du son, des coefficients de viscosité mesurés au cours d'expériences ne mettant en jeu que des actions de glissement.

BIBLIOGRAPHIE

1. KÖNIG (R.). — *Wied. Ann.*, **69** (1899), 628-721.
2. EDELMANN (A.). — *Ann. der Phys.*, **2** (1900), 469.
3. ROSICKY (W.). — *Sitzungsber. d. Wien. Akad.*, **73**, II (1876), 629.
4. LODGE (O.). — *Nature*, **39** (1888-1889), 471.
5. ALTBERG (W.). — *Ann. der Phys.*, **23** (1907), 267.
6. NEKLEPAJEW (N.). — *Ann. der Phys.*, **35** (1911), 175-181.
7. P. et J. CURIE. — *C. R.*, **91** (1880), 294; *C. R.*, **92** (1881), 186.
8. LIPPMANN (G.). — *Ann. de Phys. et de Chimie*, **24** (1881), 145.
9. LANGEVIN (P.). — Brevet français n° 502913 du 29 mai 1916. *J. de Phys.*, série 6, **4** (1923), 537; en collaboration avec C. Chilowsky et M. Tournier.
10. CADY (W. G.). — *Phys. Rev.*, **19** (1922), 1; *Proc. Inst. Rad. Engrs*, **10** (1922), 83, etc...
11. PIERCE (G. W.). — *Proc. Amer. Acad. Arts and Sci.*, **63** (1928), 1.
12. HUBBARD (J. C.). — *Jour. of the Acoust. Soc. of Amer.*, **4** (1934), 99-107.
13. FLORISSON (C.) et VECCHIACCHI (F.). — *Les applications des ultra-sons*. Congrès International d'Electricité, Paris, 1932, 12^e section, rapport n° 8.
14. GROSSMANN (E.). — *Handbuch der Experimental Physik*, **17**, *Ultraakustik* (1934).
15. STOKES (G.). — *Cambridge Trans.*, **8** (1845), 287.
16. KIRCHHOFF (G.). — *Pogg. Ann.*, **134** (1868), 177.
17. LEBEDEV (P.). — *Ann. der Phys.*, **35** (1911), 171-174.
18. JEANS. — *The dynamical theory of gases*, 302, Cambridge (1904).
19. PIELEMEIER (W. H.). — *Phys. Rev.*, **34** (1920), 1184-1203.
20. LANGEVIN (P.). — Les ondes ultrasonores. Notes de P. Biquard. *Revue d'Acoustique*, **1** (1932), 99.
21. DVORAK (V.). — *Pogg. Ann.*, **157** (1876), p. 42.
22. MAYER. — *Phil. Mag.*, **6** (1878), 225.
23. LORD RAYLEIGH. — *Phil. Mag.*, **3** (1902), p. 338.
24. LANGEVIN (P.). — Notes de P. Biquard, *loc. cit.*, 105.

25. THOMSON (W.). — Vortex Motion. *Edinburgh Transactions* (1869).
26. Lord RAYLEIGH. — *The theory of sound*, vol. 2, 78-89, Londres (1926).
27. BOYLE (R. W.) et LEHMANN (J. F.). — *Trans. of Roy. Soc. of Canada*, **21** (1927), section 3, 115-125.
28. BOYLE (R. W.) et RAWLINSON (W. F.). — *Trans. Roy. Soc. of Canada*, **22** (1928), 55-68.
29. BIQUARD (P.). — *C. R.*, **188** (1929), 1230.
30. BIQUARD (P.). — *C. R.*, **193** (1931), 226.
31. LANGEVIN (P.). — Les ondes ultrasonores. Notes de P. Biquard. *Revue d'Acoustique*, **3** (1934), 123.
32. Lord RAYLEIGH. — *The theory of sound*, vol. 2, 18, Londres (1926).
33. MALOV (N. N.). *H. F. Techn. und El Akus.*, **42** (1933), 115-119.
34. HUBBARD (J. C.) et LOOMIS (A. L.). — *Phil. Mag.*, **5** (1928), 1178 et *J. O. S. A. and R. S. I.*, **17** (1928), 295.
35. RICHARDSON (E. G.). — *Proc. Roy. Soc.*, **146** (1934), 56-71.
36. EINSTEIN (A.). — *Ann. der Phys.*, **33** (1910), 1275.
37. BRILLOUIN (L.). — *Ann. de Physique*, **17** (1922), 88.
38. FOX (G. W.) et CARR (P. H.). — *Phys. Rev.*, **37** (1931), 1622.
39. DEBYE (P.) et SEARS (F. W.). — *Proc. Nat. Acad. Sci.*, **18** (1932), p. 409.
40. LUCAS (R.) et BIQUARD (P.). — *C. R.*, **194** (1932), 2132.
41. BIQUARD (P.) et LUCAS (R.). — *C. R.*, **195** (1932), 121.
42. LUCAS (R.) et BIQUARD (P.). — *J. de Phys.*, **3** (1932), 464-477.
43. BRILLOUIN (L.). — La diffraction de la lumière par les ultrasons. *Actualités Scientifiques et Industrielles*. Paris, Hermann (1933).
44. DEBYE (P.). — *Phys. Zeits.*, **33** (1932), 849-856.
45. BACHEM (Ch.), HIEDEMANN (E.) et ASBACH (H. R.). — *Z. für Phys.*, **87** (1934), 734-737.
46. BAUMGARDT (E.). — *C. R.*, **199** (1934), 1383.
47. LUCAS (R.). — *C. R.*, **195** (1932), 1066.
48. DEBYE (P.), SACK (H.) et COULON (F.). — *C. R.*, **198** (1934), 922.
49. BOYLE (R. W.) et TAYLOR (G. B.). — *Trans. Roy. Soc. Canada*, **21** (1927), 79.
50. BIQUARD (P.). — *C. R.*, **196** (1933), 259; *C. R.*, **197** (1933), 309.
51. WYSS (R.). — *Helvetica Physica Acta*, **7** (1934), 406-412.
52. SACK (H.). — *Helvetica Physica Acta*, **7** (1934), 657.
53. BAR (R.). — *Helvetica Physica Acta*, **VI**, **8** (1933), 570.
54. EDGAR et CALINGAERT. — *Jour. Am. Chem. Soc.*, **51** (1929), 1540.

55. Lord RAYLEIGH. — On the viscosity or internal friction of air and other gases. *Phil. Trans.*, **156** (1866), 249 et *The theory of sound*, vol. 2, 315 (Londres), 1926.
 56. STOKES (G.). — *Phil. Mag.*, **4**, I (1851), 305.
 57. Lord RAYLEIGH. — *The theory of sound*, vol. 2, 305.
 58. ROCARD (Y.). — *J. de Phys.*, **1** (1930), 426-437.
 59. KNESER (H. O.). — *Ann. der Phys.*, **11** (1931), 766-776 ; **16** (1933), 339.
 60. BOURGIN (D. G.). — *Phil. Mag.*, **7** (1929), 829-841 ; *Phys. Rev.*, **34** (1929), 521-526.
 61. GROSSMANN (E.). — *Ann. der Phys.*, **13** (1932), 701.
 62. HENRY (P. S. H.). — *Proc. Camb. Phil. Soc.*, **28** (1931-1932), 249-255.
 63. EINSTEIN (A.). — *Sitz. Ber. Berlin Akad. Math. Kl.* (1920), 380-385.
 64. DUCLAUX (J.). — Viscosité (II). *Les Actualités scientifiques et industrielles*. Paris, Hermann (1934), 19.
 65. BRILLOUIN (M.). — *Leçons sur la viscosité des liquides et des gaz*, 1^{re} partie, 42, Gauthier-Villars, Paris (1907).
 66. EARNSHAW. — *Phil. Trans.* (1859), 146.
 67. LANGEVIN (P.). — Notes de P. Biquard. *Revue d'Acoustique*, **3** (1934), 104-132.
 68. FREYER (E. B.), HUBBARD (J. C.) et ANDREWS (D. H.). — *Jour. Am. Chem. Soc.*, **51** (1929), 759.
 69. RICHARDS et STULL. *Jour. Am. Chem. Soc.*, **34** (1912), 988.
 70. AMAGAT. — *C. R.*, **68** (1869), 1170.
-

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

**Etude de la structure des liquides
à l'aide des rayons X.**

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 7 juin 1935.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

CH. MAURAIN.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

S. CHARLÉTY.

RECEIVED